ANZEIGER

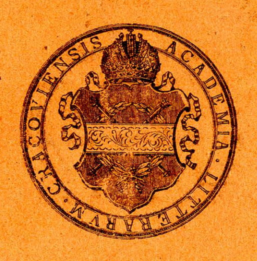
DER

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN

IN KRAKAU.

1899.

NOVEMBER.



KRAKAU.
UNIVERSITÄTS-BUCHDRUCKEREI
1899.

DIE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN KRAKAU
wurde von Seiner Kais. u. Kön. Ap. Majestät

FRANZ JOSEF I.

im J. 1872 gestiftet.

Protector der Akademie:
Seine kais. und kön. Hoheit
ERZHERZOG FRANZ FERDINAND VON OESTERREICH-ESTE.

Viceprotector:
SEINE EXCELLENZ JULIAN Ritter v. DUNAJEWSKI.

Präsident: GRAF STANISLAUS TARNOWSKI.

Generalsecretär: Dr. STANISLAUS SMOLKA.

Auszug aus den Statuten der Akademie.

(§. 2). Die Akademie steht unter dem Allerhöchsten Schutze Seiner Majestät des Kaisers, welcher den Protector und den Viceprotector der Akademie ernennt.

(§. 4). Die Akademie zerfällt in drei Classen:
1) die philologische Classe,
2) die historisch-philosophische Classe,
3) die mathematisch-naturwissenschaftliche Classe.

(§. 12). Die Publicationen der Akademie erscheinen in polnischer Sprache, welche zugleich die Geschäftssprache der Akademie ist.

Der Anzeiger der Akademie der Wissenschaften in Krakau, welcher für den Verkehr mit den auswärtigen gelehrten Gesellschaften bestimmt ist, erscheint monatlich, mit Ausnahme der Ferienmonate (August, September) und besteht aus zwei Theilen, von denen der eine die Sitzungsberichte, der zweite den Inhalt der in den Sitzungen vorgelegten Arbeiten enthält. Die Sitzungsberichte werden in deutscher Sprache redigiert, bei der Inhaltsangabe hängt die Wahl der Sprache (deutsch oder französisch) von dem Verfasser der betreffenden Arbeit ab.

Subscriptionspreis 3 fl. ö. W. = 6 Mk. jährlich.
Einzelne Hefte werden, so weit der Vorrath reicht, zu 40 Kr. = 80 Pf. abgegeben.

Nakładem Akademii Umiejętności
pod redakcyą Sekretarza generalnego Dr. Stanisława Smolki.

Kraków, 1899. — Drukarnia Uniw. Jagiell. pod zarządem J. Filipowskiego.

ANZEIGER
DER
AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
IN KRAKAU.

N° 9. **November.** **1899.**

Sitzungsberichte.

Philologische Classe.

Sitzung vom 13. November 1899.

Vorsitzender: Dr. K. Estreicher.

Prof. J. Tretiak liest seine Arbeit: „*Studien über Puszkin und sein Verhältnis zu Mickiewicz. II Theil*“ vor.

Prof. L. Sternbach berichtet über die Abhandlung des Herrn T. Mandybur: „*Die griechische Mythologie in Lukians Dialogen*“.

Der Secretär berichtet über die Sitzung der literarischen Commission vom 28. October 1899.

Historisch-philosophische Classe.

Sitzung vom 20. November 1899.

Vorsitzender: Prof. Dr. F. Zoll.

H. L. Chotkowski bespricht die im Ministerium für Cultus und Unterricht in Wien aufbewahrten und die Klosteraufhebung in Galizien betreffenden Materialien.

H. K. Potkański liest eine Abhandlung: „*Ueber die innere Politik Ludwig des Grossen König von Polen und Ungarn*".

Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe.

Sitzung vom 27. November 1899.

Vorsitzender: Prof. Dr. F. Kreutz.

Prof. Dr. L. Natanson berichtet über die Abhandlung des H. S. Tołłoczko: „*Antimontrichlorid in der Kryoskopie*" [1]).

Prof. Dr. P. Rudzki liest seine Abhandlung: „*Weitere Untersuchungen über die Deformationen der Erde unter der Last des Inlandeises*" [2]).

Prof. Dr. K. Kostanecki überreicht die Abhandlung des H. Prof. Dr. W. Reiss: „*Beitrag zur Entwickelungsgeschichte der Epidermis in der Frühperiode des Foetallebens mit besonderer Berücksichtigung der Malpighi'schen Schichte*" [3]) und die des H. H. Hoyer: „*Ueber die Structur und Kernteilung der Herzmuscelzellen*" [4]).

[1]) Siehe unten Résumes S. 438. — [2]) ib. S. 445. — [3]) ib. S. 468. — [4]) ib. S. 487.

Prof Dr. B. Radziszewski berichtet über die Abhandlung des H. S. Niemczycki: *„Ueber drei normale Butyltoluole"* [1]).

Prof. Dr. K. Olszewski überreicht die Abhandlung der H. H. L. Bruner und S. Tołłoczko: *„Ueber die Geschwindigkeit der Esterbildung aus Benzoylchlorid und aliphatischen Alkoholen"* [2]).

[1]) Siehe unten Résumés S. 473. — [2]) ib. S. 475.

Résumés

45. — St. Tołłoczko. **Chlorek antymonawy w zastosowaniu do kryoskopii.** *(Antimontrichlorid in der Kryoskopie).*

Die Gedanken, welche Brühl in seiner Abhandlung: „Ursachen der dissocierenden Kraft der Lösungsmittel (Zeitschr. f. physik. Chem., 27, 319, — 1898) am Ende vorigen Jahres entwickelt hat, haben mich veranlasst, die im Folgenden beschriebenen Versuche anzustellen. Nach dieser zwar sehr lockenden, aber nicht ganz entschieden begründeten Hypothese, sollte man unter Anderem erwarten, dass Verbindungen wie PCl_3, $SbCl_3$ u. dgl., als Lösungsmittel, die Fähigkeit besitzen, elektrolytische Lösungen zu bilden, dagegen aber die Verbindung $Sn Cl_4$, welche einer Dissociationskraft entbehren sollte, nicht. Ich unternahm diese Fälle experimentel zu prüfen und fing die Untersuchungen mit Antimonchlorür an. Im Laufe meiner Arbeit, die ich noch im December vergangenen Jahres begonnen habe, erschienen einige Abhandlungen [1]), die dasselbe

[1]) Louis Kahlenberg & Azariah Lincoln: Das Dissociationsvermögen von Lösungsmitteln. Ref. C. B. 1899. I. 811.

E. C. Franklin & Kraus: Bestimmungen der Molecularsiedepunkterhöhungen in fl. Ammoniak. Ref. C. B. 1899. I. 331.

Thema zum Gegenstand hatten, und welche ebenso positive, wie auch negative Resultate für die Giltigkeit der erwähnten Hypothese zu bringen schienen. Da ich schon seit einigen Monaten verhindert bin meine Versuche weiter zu führen und keine Aussicht habe, dieselben binnen Kurzem wieder fortsetzen zu können, erlaube ich mir in dieser Mittheilung die schon erhaltenen Resultate zur Öffentlichkeit zu bringen.

Die unten beschriebenen Versuche beziehen sich lediglich auf das kryoskopische Verhalten des Antimonchlorürs. Sein Dissociationsvermögen als Lösungsmittel sollte in den anormalen Grössen der molekularen Depression für binäre Verbindungen zum Vorschein kommen. Ich began daher meine Arbeit mit Versuchen, in wie weit das geschmolzene Antimonchlorür als Lösungsmittel für verschiedene anorganische und organische Verbindungen dienen kann. Es ergab sich, dass von den anorganischen Substanzen die meisten Salze bei einer oberflächlichen Prüfung sich unlöslich zeigten, nicht aber die organischen Verbindungen, die sich in hohem Masse glatt lösten. Ich gebe unten die Zusammenstellung der untersuchten Fälle.

Von den anorganischen Verbindungen sind unlöslich: K, NH_4, Mg - Sulfate, K_2CrO_4; K, Ag - Nitrate, KCN, $KMnO_4$; ebenso Natriumacetat; dagegen lösen sich mehr oder weniger: KCl, KBr, $HgCl_2$, $SrCl_2$ (schwer) und $FeCl_3$ sichtbar (die Lösung erscheint braun). Unter den organischen Verbindungen waren untersucht und zeigten sich löslich: Kohlenwasserstoffe: Xylol, Kumol, Aethylbenzol, Mesitylen, Di- und Triphenylmethan, Dibenzyl, Anthracen, Phenanthren, Stilben, Fluoren und andere. Ketone: Acetophenon, Benzophenon. Amine: Naphtylamin, Toluidin, Diphenylamin, Chinolin, Pyridin, Piperidin. Es zeigte sich dabei in mehreren Fällen die Entstehung farbiger Lösungen. Dieses tritt besonders chara-

Hans Euler: Über den Zusammenhang zwischen der Dissociationskraft, der Dielektricitätsconstante und der molecularen Beschaffenheit der Flüssigkeiten. Ibidem 1899 I. 1150.

kteristisch bei Mesitylen auf: intensiv violette Färbung; bei Anthracen ist sie tief grün, bei Phenanthren schwach blau, bei Pyridin hellgelb u. s. w.

Der Apparat, dessen ich mich zu den Versuchen bediente, war ein gewöhnlicher Beckmann'scher Gefrierapparat mit dem üblichen in 0·01° getheilten Thermometer; — nur das Gefriergefäss war von etwas grösseren Dimensionen und der Rührer befand sich in Verbindung mit einem Verschlussröhrchen, welches conc. Schwefelsäure enthielt und zur Einführung trockener Luft in das Gefriergefäss aus einem Gasometer während des Versuches diente. Da die Umgebungstemperatur für das Einstellen des Gefrierpunktes, wie bekannt, von hohem Einflusse ist, sorgte ich dafür, dieselbe stets sehr nahe der Gefriertemperatur zu halten. Zu diesem Zwecke diente als Wärmebad ein grosses (3 Liter Inhalt) mit Wasser gefülltes cylindrisches Glasgefäss, welches mit Asbestpapier von unten und mit Filz von der Seite gut umhüllt war und dessen Temperatur mit einer Gasflamme leicht regulierbar war. Während eines jeden einzelnen Versuches wurde stets dafür gesorgt, die Umgebungstemperatur nur um ca. 0·5° unter dem jedesmaligen Gefrierpunkte zu halten. Ebenso, um den Einfluss der Ueberkaltung möglichst zu eliminieren, liess ich die letztere nie mehr als 0·2° werden, indem ich ein Kryställchen von $SbCl_3$ in das Gefriergefäss, falls es nöthig war, hineinbrachte. Unter Beibehaltung obiger Bedingungen war jedoch die erreichbare Constanz bei jedesmaliger Einstellung des Gefrierpunktes nicht grösser als 0·02°–0·01°. Dieses reichte aber aus, wegen der Grösse der relativen Verschiebung, die nur in einem Falle bis zu 0·31° heruntersank. (Siehe Tabellen; Columne Δt).

In den unten angegebenen Tabellen I und II finden sich die numerischen Resultate die mit 5 Nichtelektrolyten und mit 2 typisch binären Substanzen erhalten worden sind. Die Versuche mit den Nichtelektrolyten wurden zum Feststellen der Moleculardepression aufgestellt. Daher wählte ich nur Kohlenwasserstoffe und Ketone, denen, wie bekannt, in meisten Lö-

sungen ein normales Moleculargewicht zukommt. Das benutzte Antimonchlorür rührte von der Kahlbaum'schen Fabrik her, und war vor den Versuchen so lange fractioniert, bis es eine constante Ubergangstemperatur (222—223°) zeigte. Ebenso waren alle zu den Versuchen angewandten Präparate frisch überdestilliert.

In der Tabelle I bedeuten, wie üblich: g — Gewicht des Lösungsmittels $SbCl_3$ m — Gewicht der gelösten Substanz, c — ihre Concentration in 100 g Lösungsmittel, t — die an dem Thermometer abgelesene Zahl, Δt — entsprechende Depression, E — moleculare Erniedrigung, nach der Formel $E = \frac{\Delta t.\ M.\ g}{m.\ 100}$ berechnet, endlich M — das berechnete Moleculargewicht, unter Annahme von $E = 184$, wie es sich aus den Versuchen durchschnittlich ergibt.

TABELLE I.

Xylol.

$t_0 = 4{\cdot}56$ $M = 106$ $g = 29{\cdot}32$ *gr.*

m	*c*	*t*	Δt	*E*	*M*
0·1249	0·42	3·83	0·73° C.	181	107
0·2017	0·69	3·32	1·24	191	102
0·2727	0·93	2·88	1·68	191·5	102
			Mittelwerth	188	104

Anthracen.

$t_0 = 5{\cdot}32$ $M = 178$ $g = 35{\cdot}12$ *gr.*

m	*c*	*t*	Δt	*E*	*M*
0·1003	0·30	5·01	0·31° C.	193	170
0·1930	0·60	4·70	0·62	200	163
0·3156	0·96	4·38	0·94	181	176
0·4663	1·5	3·98	1·34	180	182
1·0064	3·0	2·45	2·87	178	184
1·4107	4·2	1·41	3·91	173	189
			Mittelwerth	184	177

Diphenylmethan.

$t_0 = 5{\cdot}89$ $M = 168$ $g = 20{\cdot}6$ gr.

0·0879	0·35	5·44	0·45° C.	193	159
0·2726	1·08	4·60	1·29	181	171
0·6391	2·56	2·93	2·96	176	176
1·0397	4·16	0·73	5·16	189(?)	164
			Mittelwerth	182	167

Acetophenon.

$t_0 = 5{\cdot}76$ $M = 120$ $g = 20{\cdot}6$

0·0835	0·41	5·15	0·61° C.	179	123
0·1591	0·80	4·54	1·22	189	116
0·7307	3·65	0·15	5·61	189·6	116
			Mittelwerth	186	118

Benzophenon.

$t_0 = 5{\cdot}24$ $M = 182$ $g = 27{\cdot}2$

0·1950	0·60	4·55	0·69° C.	176	191
0·4897	1·50	3.44	1·80	183	185
0·7310	2·20	2·45	2·79	189	176
			Mittelwerth	183	184

Aus den in dieser Tabelle I. angegebenen Zahlen sehen wir erstens, dass allen untersuchten Stoffen die einfache, normale Moleculargrösse im gelösten Zustande zukommt; zweitens, dass die moleculare Depression für $SbCl_3$ die Zahl 184 beträgt. Das ist die grösste der bis jetzt bekannten analogen Zahlen (das nächsthöchste Aethylendibromid hat $E = 118$) und übertrifft diejenige des Wassers rund 10 mal. Es wäre sehr erwünscht, diese Grösse mit dem Werthe zu vergleichen, der sich aus der van't Hoffschen Formel $E = 0{\cdot}0198 \frac{T_0^2}{\omega}$

berechnen lässt. Leider ist die betreffende Schmelzwärme ω meines Wissens noch nicht bekannt. Man kann voraussagen, dass sie relativ sehr klein sein wird, nach der obigen Formel berechnet, etwa 12·9 cal., unter Zugrundelegung von E = 184.

TABELLE II.

KCl.

$t_{(} = 5{\cdot}18$ $M = 74{\cdot}6$ $g = 27{\cdot}72$ *gr.*

m	c	t	Δt	E	Δt_0	γ
0·0581	0·24	4·52	0·66° C.	235	0·52	0·27
0·1477	0·45	3·59	1·59	222	1·30	0·21
0·3276	0·99	1·89	3·29	208	2 91	0·13
0·5656	1·68	0·19	4·99	182	—	—

KBr.

$t_{(} = 5{\cdot}71$ $M = 119$ $g = 27{\cdot}15$

m	c	t	Δt	E	Δt_0	γ
0·0574	0·2	5·15	0·56° C.	314	0·33	0 69
0·1570	0·6	4·26	1·45	299	0·89	0·63
0·2500	0·9	3·51	2·20	284	1·42	0 55
0·4378	1·6	2·38	3·33	246	2·49	0·34

Wenn wir uns jetzt zu der Besprechung der Zahlen der obenstehenden Tabelle II wenden, so können wir sofort sagen, dass man hier mit der Erscheinung der elektrolytischen Dissociation zu thun hat. Unter γ habe ich den Dissociationsgrad angegeben, der sich unter Annahme $E = 184$ auf Grund der bekannten Formel: $\gamma = \frac{\Delta t - \Delta t_0}{\Delta t_0}$ leicht berechnen lässt. Es ist hier Δt_0 — die Gefrierpunktserniedrigung, welche sich bei der Annahme ergiebt, dass die gelöste Substanz gar nicht dissociirt ist. Aus der Tabelle sehen wir auch, dass im Falle von KBr die Dissociation stärker als bei KCl auftritt. Im allgemeinen also besitzt das Antimonchlorür als

Lösungsmittel eine dissociirende Kraft, die ihm wohl nach der Theorie von Brühl auch zukommen sollte. Das wäre also für letztere ein positiver Beitrag. Leider sind aber in letzter Zeit Fälle bekannt geworden, wo gerade das Gegentheil zutrifft. Ich erwähne z. B. die Versuche von Franklin und Kraus (l. c.) mit Lösungen von KJ, $NaNO_3$ im fl. NH_3, wo die Werthe von $\bar{E}_t$ anfangs sogar kleiner, dann mit steigender Concentration zunehmen. Ebenso Kahlenberg und Lincoln fanden für Lösungen in PCl_3, dass sie elektrolytisch nicht leiten, wohl aber solche in $AsCl_3$. Es giebt auch noch mehrere negative Beispiele (Hans Euler l. c.). Somit kann man auf Grund bis jetzt bekannter Thatsachen von der allgemeinen Giltigkeit der Hypothese nicht sprechen.

Das oben beschriebene Verhalten von $SbCl_3$ gegen organische Verbindungen könnte man auf Grund erhaltener Resultate sehr zweckmässig zu Moleculargewichtsbestimmungen benützen. In der That ist $SbCl_3$ für gewisse organische Stoffe ein gutes Lösungsmittel, in welchem sie meistens ihre normale Moleculargrösse beibehalten, es besitzt weiter eine sehr grosse moleculare Depression, was wieder gestattet, die Versuche in sehr verdünnten Lösungen durchzuführen (theoretisch-ideale Bedingung), oder, wenn man kein feines, in 0·01° getheiltes, Thermometer zur Verfügung hat, das Letztere durch ein gewöhnliches 0·1° Thermometer zu ersetzen.

Die beschriebenen Versuche habe ich im II Universitätslaboratorium in Krakau ausgeführt. Es sei mir hier gestattet, Herrn Prof. Schramm für seine Liebenswürdigkeit, mit der er mir entgegenkam, und den Platz und die nöthigen Versuchsmittel zur Verfügung stellte, meinen wärmsten Dank auszusprechen.

---

46. — M. P. Rudzki. **Dalsze badania nad odkształceniem ziemi pod ciężarem wielkich lodowców.** *(Weitere Untersuchungen über die Deformationen der Erde unter der Last des Inlandeises).*

Die vorliegende Abhandlung bildet eine Fortsetzung und Weiterentwicklung meiner vor einigen Monaten unter dem Titel „Die Deformationen [1]) der Erde unter der Last des Inlandeises" publicierten Abhandlung. Sie besteht aus 5 §. Im 1 § werde ich eine sonst nicht besonders wichtige Correction gewisser Zahlen aus der soeben citierten älteren Abhandlung vornehmen. Im 2 § will ich eine Reihe von Zahlen, die sich auf die Deformation einer vollkommen incompressiblen Stahlkugel beziehen, anführen. Im 3 §, der eine mehr theoretische Bedeutung hat, werde ich kurz andeuten wie man die Aufgabe von den Deformationen einer grossen vom Ocean bedeckten Kugel streng auflösen kann. Im 4 § werde ich eine Druckvertheilung in der Oberfläche der Kugel betrachten, welche geeignet erscheint die wirklichen Verhältnisse der Eiszeit etwas besser darzustellen als diejenige Vertheilung, welche in meiner älteren Abhandlung betrachtet wurde. Im 5 § endlich werde ich die Deformationen der Erde unter der Last einer Koralleninsel betrachten.

1. §. Noch über Deformationen einer grossen Stahlkugel.

Wie ich erwähnt habe, soll dieses §. der Besprechung gewisser Correctionen gewidmet sein. Es handelt sich zuerst darum, dass dank einem Zeichenfehler der Werth der Constante A_7 in meiner älteren Abhandlung (S. 195) falsch berechnet wurde: statt

$$A_7 = -\frac{23357}{2^{15}}$$

[1]) Bulletin international de l'Academie des Sciences de Cracovie. April 1899.

sollte man eigentlich

$$A_7 = -\frac{1155}{2^{15}}$$

haben. Infolge dieses Fehlers sind mehrere unter den Zahlen, die sich auf die Deformationen, Strandverschiebungen etc.... bei einseitiger Vergletscherung beziehen, nicht richtig und müssen etwas abgeändert werden. Es sollen nämlich statt der Zahlen für Δr und (δr_1) min. auf S. 209 folgende Zahlen stehen

für $\mu = 1$	$\Delta r = -396,9$	(δr_1) min.	$= -109,1$	Meter
„ „ $= \frac{\sqrt{3}}{2}$	„ $= -152,1$	„ „	$= -53,5$	„
„ „ $= 0$	„ $= +49,2$	„ „	$= +18,9$	„
„ „ $= -\frac{\sqrt{3}}{2}$	„ $= -26,7$	„ „	$= -5,4$	„
„ „ $= -1$	„ $= -100,9$	„ „	$= -18,4$	„

Die δr_2 wurden in der älteren Abhandlung aus gewissen Integralformeln Woodward's berechnet, es versteht sich also von selbst, dass sie vom Fehler in A_7 nicht affiiciert werden konnten. Doch werden wir die δr_2 auf eine neue Weise und zwar nicht blos für den Fall einer einseitigen sondern auch für den Fall einer beiderseitigen Vergletscherung berechnen, indem es sich gezeigt hat, dass bei gewissen weiter unten folgenden Rechnungen die Integralformeln von Woodward nicht so bequem sind wie eine Entwicklung von δr_2 in eine Reihe von Kugelfunctionen, die übrigens auch bei Woodward (S. 35. Formel 54) vorkommt.

Die Lösung in der älteren Abhandlung ist, wie ich auch dort ausdrücklich bemerkt habe, als erste Approximation zu betrachten. Ich glaubte in einer approximativen Lösung unter anderen auch den Umstand unberücksichtigt lassen zu können, dass infolge der Deformation das Volum der oceanischen Becken sich verändern kann. Dem entsprechend habe ich angenommen, dass der Wasserspiegel der Oceane um d Meter

gefallen ist, wenn eine Wasserschicht von der Dicke d zur Bildung der Gletscher den Oceanen abgenommen wurde. Doch habe ich später gefunden, dass es besser ist die allgemeine Erniedrigung des Meeresspiegels mit Rücksicht auf die Volumänderung der oceanischen Becken zu berechnen.

Wie früher bezeichnen wir mit Δr die Verschiebung der Oberfläche der Lithosphaere (in radialer Richtung), mit δr_1 die Erhöhung des Wasserspiegels infolge der Attraction der Deformationen der Lithosphaere, mit δr_2 die Erhöhung des Wasserspiegels infolge der Attraction des Eises und mit d die Dicke der Wasserschicht, welche in Eis verwandelt wurde. Ausserdem bezeichnen wir mit d' die wahre (gesuchte) allgemeine Erniedrigung des Wasserspiegels. Um d' zu berechnen, drücke man analytisch die einfache Thatsache aus, dass trotz aller Deformationen des Bodens und der Oberfläche der Oceane die Variation des Wasservolums in denselben nur durch die Wegnahme einer Wasserschieht von der Dicke d verursacht wurde, man schreibe nämlich die Gleichung:

$$\int (\delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - d' + d) d\omega = o \qquad \text{I.}$$

Hier bedeutet $d\omega$ ein Element der Oberfläche, das Integrationszeichen bedeutet eine Integration über die ganze Oberfläche des Oceans. Die Formeln zur Berechnung von δr_1, Δr etc.... brauche ich nicht anzuführen: sie wurden schon in der älteren Abhandlung angegeben; ich werde nur die neue Formel für δr_2, nämlich:

$$\delta r_2 = 3h. \frac{\rho_g}{\rho} \sum \frac{A_i P_i}{2i+1} \qquad \text{II}$$

niederschreiben. In dieser Formel haben die übrigen Buchstaben dieselbe Bedeutung wie in der älteren Abhandlung, während ρ_g die mittlere Dichte des Eises und ρ die mittlere Dichte der Erde bezeichnen. Mit Hilfe der Formel II und unter der Voraussetzung, dass $\rho_g = 0{,}9$ $\rho = 5{,}5$ habe ich auch die weiter unten angegebenen Werthe von δr_2 berechnet. Dabei wurden überall die Glieder der Reihen bis an das Glied mi

dem Index 12 in die Rechnung miteinbezogen. Die Resultate sind etwas von denjenigen der älteren Abhandlung abweichend. Es kann aber nicht anders sein, indem ebenso die Formel II als die Integralformeln Woodward's nicht vollkommen streng sondern approximativ sind und in einer Reihe nur eine ziemlich beschränkte Anzahl von Gliedern berechnet werden kann.

Um d' zu berechnen muss man in der Formel I die δr_1 und Δr der älteren Abhandlung entnehmen. Falls es sich um eine beiderseitige Vergletscherung handelt, so geht man zu den Formeln des 3 und 4 §. zurück, falls um eine einseitige, zu den Formeln des 5 §. Die δr_2 entnimmt man, wie gesagt, der Formel II dieses §., für $d\omega$ schreibt man dessen Werth:

$$a \sin \vartheta . d\theta . d\psi$$

und setzt in beiden Fällen als Integrationsgrenzen nach $\psi : o$ und 2π, nach $\vartheta : \cos \theta = -\frac{\sqrt{3}}{2}$ und $\cos \theta = +\frac{\sqrt{3}}{2}$. Man berücksichtigt natürlich den Umstand, dass die sämmtlichen in der Rechnung vorkommenden Grössen von ψ, d und d' aber auch von ξ unabhängig sind. Nach Rechnungen, die ich nicht anführen brauche und unter denselben Annahmen wie in der älteren Abhandlung, findet man: $d' = 117{,}4$ Meter, wenn nur eine Hemisphaere vergletschert ist, $d' = 234{,}8$ Meter, wenn beide Hemisphaeren vergletschert sind. Will man aber noch den Umstand berücksichtigen, dass der Ocean thatsächlich nicht $0{,}866$ sondern blos circa $0{,}736$ der Erdoberfläche bedeckt, so ist es rathsam die d' in den unechten Bruch $\frac{866}{736}$ zu multiplicieren. So erhalten wir definitiv: $d' = 138{,}1$ Meter, wenn nur eine Hemisphaere vergletschert ist, $d' = 276{,}3$ Meter, wennn beide Hemisphaeren vergletschert sind.

Es ergeben sich jetzt folgende Resultate.

A. Eine runde Eiskappe von gleichmässiger Dicke $h = 2000$ Meter, Durchmesser *6666* Kilometer.

	Δr	(δr_1) min.	δr_2
Mitte der Eiskappe	— 396,9	— 109,1	+ 196,4
Rand des Eises	— 152,1	— 53,5	+ 93,1
90°. Winkelabstand von der Mitte der Eiskappe	+ 49,2	+ 18,9	— 8,4
Antipoden des Eisrandes	— 26,7	— 5,4	— 36,5
Antipode der Mitte der Eiskappe . .	— 100,9	— 18,4	— 25,7

dabei $d' = 138{,}1$ Meter.

Daraus ergeben sich folgende Strandverschiebungen:

Mitte der Eiskappe . . . . $Dr = + 346{,}1$ Meter
Rand des Eises . . . . „ $= + \ 53{,}6$ „
90° Winkelabstand von der Mitte der Eiskappe . . . . „ $= - 176{,}8$ „
Antipoden des Randes der Eiskappe „ $= - 153{,}3$ „
Antipode der Mitte der Eiskappe . . „ $= - \ 81{,}3$ „

B. Zwei gleiche runde Eiskappen, eine in den Antipoden der anderen, beide *2000* Meter dick, Durchmesser *6666* Kilometer.

	Δr	(δr_1) min.	δr_2
Mitte einer Eiskappe	— 497,8	— 127,5	+ 170,7
Rand des Eises	— 178,7	— 58,9	+ 56,6
90° Winkelabstand von der Mitte einer Eiskappe	+ 98,4	+ 37,8	— 16,8

Dabei $d' = 276{,}3$ Meter.

Daraus ergeben sich folgende Strandverschiebungen:

Mitte der Eiskappe . . . . $Dr = + 264{,}7$ Meter
Rand des Eises . . . . „ $= - \ 99{,}9$ „
90° Winkelabstand von der Mitte einer Eiskappe . . . . „ $= - 353{,}7$ „

Vergleicht man diese Zahlen mit denjenigen der älteren Abhandlung, so erblickt man sofort, dass alle dort ausgesprochenen Schlüsse und Bemerkungen bestehen bleiben, nur sind im allgemeinen die hier angeführten corrigierten Strandverschiebungen etwas grösser als die uncorrigierten Strandverschiebungen der älteren Abhandlung.

2. §. Eiszeitliche Deformationen einer vollständig incompressiblen Erde.

Eine Polemik zwischen den Herren Johnstone Stoney und Chree [1]) hat mich veranlasst die folgende Rechnung durchzuführen. Behalte man die Hypothese, dass das Inlandeis aus zwei einander diametral entgegengesetzten runden Eiskappen von *6666* Kilometer Durchmesser mit einer gleichmässigen Dicke h besteht, behalte man ferner die Hypothese, dass der Coefficient der Starrheit n nahezu denselben Werth wie für Stahl d. h. $n = 800 \times 10^6$ Gramm per Quadratcentimeter besitzt, aber statt wie früher $m = 2n$ zu setzen, nehme man an, dass m unendlich ist. Diese letzte Hypothese bedeutet nichts anderes, als dass der Stoff unserer Kugel vollständig incompressibel ist.

Will man jetzt die Deformationen einer Kugel von der Grösse der Erde berechnen, so kann man die Formeln der §§. 2 und 3 meiner älteren Abhandlung direct benutzen, nur sind statt der dort benutzten Werthe der Coefficienten D_i (Tafel IV S. S. 195 und 196) folgende einzusetzen:

$$D_0 = o \qquad D_1 = \infty$$

$$D_2 = \frac{5}{19} \qquad D_3 = \frac{7}{44}$$

[1]) Phil. Mag. V Serie, Bd. 47, S. S. 372—375, 494—497, 557—565, Bd. 48, S. S. 156—158.

Herr Chree stellt die Hypothese auf, dass das Innere der Erde so gut wie ganz incompressibel ist.

$$D_4 = \frac{6}{51} \qquad D_5 = \frac{55}{584}$$

$$D_6 = \frac{39}{495} \qquad D_7 = \frac{35}{516}$$

$$D_8 = \frac{68}{1141} \qquad D_9 = \frac{171}{3216}$$

$$D_{10} = \frac{35}{729} \qquad D_{11} = \frac{253}{5780}$$

$$D_{12} = \frac{50}{1243}$$

D_1 kommt sonst nicht in Betracht, wie es schon in der älteren Abhandlung (S. S. 207 und 208) auseinandergesetzt wurde.

Mit diesen Werthen der D_i bekommt man für den Fall einer gleichzeitigen Vereisung beider Hemisphaeren folgende Werthe für Δr d. i. für die radiale Verschiebung der Oberfläche der Lithosphaere: (zum Vergleich stelle ich daneben die Werthe von Δr für $m = 2n$)

	Δr mit $m = 2n$	Δr mit $m = \infty$
Mitte der Eiskappe . .	— 0,2489h	— 0,17551h
Rand	— 0,08937h	— 0,06544h
90° Winkelabstand von der Mitte der Eiskappe	+ 0,0492h	+ 0,03743h

Somit für $h = 2000$ Meter:

	Δr mit $m = 2n$	Δr mit $m = \infty$
Mitte der Eiskappe . .	— 497,8	— 351,0
Rand	— 178,7	— 130,9
90° Abstand von der Mitte der Eiskappe . . .	+ 98,4	+ 74,9

So erscheinen die Deformationen der Kugel für $m = \infty$ durchschnittlich auf circa $^3/_4$ ihres Betrages für $m = 2n$ reduciert[1]).

3. §. Allgemeine strengere Lösung der Aufgabe über die Deformationen der Erde unter der Last des Inlandeises.

Zum Ausgangspunkt nehmen wir wie früher die Gleichung

$$\text{I} \qquad \int p' d\omega = o,$$

wo p' die Differenz zwischen dem Drucke auf die Oberfläche der Lithosphaere zur Eiszeit und dem gegenwärtigen Drucke, $d\omega$ ein Element der Oberfläche und das Integrationszeichen eine Integration über die ganze Oberfläche der Erde bezeichnen. — Uebrigens werden wir überall die Notation meiner älteren Abhandlung (Bull. intern. de Cracovie. April 1899) beibehalten, nur wollen wir für die Dichte des Eises und des Meerwassers besondere Symbole ρ_e und ρ_m, die dort nicht gebraucht wurden, einführen und die allgemeine Erniedrigung des Wasserspiegels so wie im 1 §. dieser Abhandlung mit d' bezeichnen. Nebenbei bemerken wir noch, dass in diesem §. die Dicke des Eises h als von Ort zu Ort variabel betrachtet wird.

Der Druck p' ist in gewissen Gebieten als eine gegebene, in anderen als eine noch zu bestimmende Grösse zu betrachten. In vergletscherten Ländern ist p' eine gegebene Grösse, man hat nämlich

$$p' = \rho_e \cdot h \text{ Gramm per Quadratcentimeter.}$$

In nichtvergletscherten Ländern ist p' auch als eine gegebene Grösse zu betrachten, man hat dort einfach

$$p' = o.$$

[1]) Man vergl. die Abhandlung von H. Love unter dem Titel „On Lord Kelvins Estimate of the Rigidity of the Earth“. Cambridge Phil. Trans. Bd. XV S. S. 107—118.

In der Gegend der Oceane ist p' eigentlich unbekannt, denn die localen Werthe von p' sind von den Deformationen abhängig, die selbst erst bestimmt werden sollen, nur der mittlere Werth von p' in der Gegend der Oceane ist bekannt, indem laut der Bedingung I der Integraldruck p' auf dem Boden der Oceane denselben absoluten Werth und das entgegengesetzte Vorzeichen haben muss wie der Integraldruck p' auf die Oberfläche der Continente. In der älteren Abhandlung haben wir auch den mittleren oceanischen Druck p' ohne weiteres an die Stelle des wahren oceanischen Druckes p' gesetzt. Der genaue Ausdruck für p' in der Gegend der Oceane schreibt sich aber folgendermassen

$$p' = \rho_m (\delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - d') \text{ Gr. per Quadr. Cm.} \qquad \text{II}$$

Indem das Volum und die Gestalt der Gletscher als bekannt vorausgesetzt werden, so kann man δr_2 sofort bestimmen. Man entwickle nur diejenige Function, welche die Dicke h des Eises darstellt, in eine Reihe von superficiellen Kugelfunctionen, sagen wir Σh_i, welche in vergletscherten Ländern überall der gegebenen Dicke des Eises h gleich ist, in allen übrigen Gegenden aber den Werth Null hat. Man wird somit schreiben können

$$h = \Sigma h_i. \qquad \text{III}$$

Indem die Dicke des Eises h im Vergleich zu den Dimensionen der Erde klein ist, so kann man hier das Condensationsverfahren anwenden und δr_2 in folgender Weise [1]) ausdrücken

$$\delta r_2 = 3 \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \sum_1^\infty \frac{h_i}{2i+1} \qquad \text{IV}$$

(ρ bedeutet wie gewöhnlich die mittlere Dichte der Erde).

[1]) Man vergl. mit der Formel II des 1 §. dieser Abh. Dort war die Dicke des Eises h constant. Das constante Glied der Reihe IV lassen wir aus, denn es wird compensiert infolge des Defectes der Attraction auf dem Meere.

Aus der Formel II sieht man ferner, dass p' von δr_1 und Δr abhängt, die ihrerseits von p' abhängig sind. Um diese Functionen zu bestimmen, können wir das folgende Verfahren einschlagen. Wir können uns immer p' in eine Reihe von superficiellen Kugelfunctionen entwickelt denken d. h. wir können immer setzen:

V $$p' = \sum_1^\infty p_i$$

Laut der Formel XXI S. 182 der älteren Abhandlung hat man

VI $$\Delta r = a \sum_1^\infty T_i p_i$$

(Die Bedeutung von T_i wurde in der älteren Abh. auf der S. 182 Formel XX und S. 192 Formeln XIV und XV angegeben).

Bei der Bestimmung der δr_1 könnte es Jemandem gerathen erscheinen eine grössere Genauigkeit als in der älteren Abhandlung anzustreben und diejenigen Variationen der Dichte der anziehenden Massen, welche infolge der die Deformation begleitenden Compressionen und Dilatationen entstehen, zu berücksichtigen. Doch würde es eine vergebliche Mühe sein, denn ein viel wichtigerer Umstand, nämlich der Einfluss der Heterogeneität der Erde auf die δr_1 muss ausser Acht gelassen werden. Wenn sich die Erde deformiert, so rücken an die Stelle von Massenelementen mit einer gewissen Dichte andere Massenelemente mit einer anderen Dichte. Dies hat einen bestimmten Einfluss auf das Attractionspotential und auf die δr_1, doch kann dieser Einfluss nicht in Rechnung gezogen werden, solange die Dichtevertheilung im Inneren der Erde unbekannt ist und das einzige, was wir sagen können, ist dasselbe, was schon in der älteren Abhandlung hervorgehoben wurde, nämlich, dass die wahren δr_1 nothwendig zwischen

$$\delta r_1 = 3a \sum \frac{T_i p_i}{2i+1} \text{ und } \delta r_1 = 3a \frac{\rho_s}{\rho} \sum \frac{T_i p_i}{2i+1},$$

wo ρ_s die mittlere Dichte der superficiellen Erdschichten be-

deutet, eingeschlossen sind und dass die wahren δr_1 viel näher an die δr_1 der zweiten als an diejenigen der ersten Formel sein müssen. Man wird wahrscheinlich der Wahrheit nahekommen, wenn man für ρ_s einen ziemlich hohen Werth, etwa die Hälfte von ρ oder etwas mehr, setzt. So bleiben wir endgültig bei der Formel

$$\delta r_1 = 3a \cdot \frac{\rho_s}{\rho} \cdot \sum_1^{\infty} \frac{T_i p_i}{2i+1} \qquad \text{VII}$$

Jetzt kehren wir wieder zurück zu den Anfangs aufgezählten Bedingungen, denen die Function $p' = \Sigma p_i$ genügen soll. In vergletscherten Ländern muss man haben

$$\Sigma p_i = \rho_g . h , \qquad \text{VIII}$$

in nichtvergletscherten Ländern

$$\Sigma p_i = o ,$$

endlich nach II im Gebiete der Oceane

$$\Sigma p_i = \rho_m (\delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - d') \qquad \text{X}$$

oder, wenn man die Werthe von δr_1 etc. aus den Formeln IV, VI und VII einsetzt

$$\sum p_i = \rho_m \left[3a \sum_1^{\infty} \left(\frac{\rho_s}{\rho} \cdot \frac{1}{2i+1} - \frac{1}{3} \right) T_i p_i + \frac{3\rho_g}{\rho} \sum_1^{\infty} \frac{h_i}{2i+1} - d' \right] \qquad \text{X bis}$$

Die Reihe Σp muss also gleichzeitig in drei verschiedenen Gebieten drei verschiedene Functionen darstellen. Da wir uns nicht auf den Fall einer zonalen Vertheilung von Land und Wasser beschränken wollen, so bedeuten hier die p_i allgemeine superficielle Kugelfunctionen $i$ten Grades.

Eine allgemeine superficielle Kugelfunction $i$ten Grades kann folgendermassen geschrieben werden

$$p_i = \sum_{s=o}^{s=i} (A_i^{(s)} \cos s\psi + B_i^{(s)} \sin s\psi) P_i^{(s)} \qquad \text{XI}$$

$P_i^{(o)}$ ist nichts anderes als das Legendresche Polynom $i$ten

Grades (in der älteren Abhandlung P_i), $P_i^{(s)}$ aber kann folgendermassen geschrieben werden

$$P_i^{(s)} = sin^s\theta \left[cos\theta^{i-s} - \frac{(i-s)(i-s-1)}{4.(s+1).1} cos\theta^{i-s-2} . sin^2\theta + \right.$$

$$+ \frac{(i-s)(i-s-1)(i-s-2)(i-s-3)}{4^2.(s+1)(s+2)(s+3)} cos\theta^{i-s-4} . sin^4\theta -$$

XII
$$\left. - \ldots \text{etc.} \right]$$

Die $A_i^{(s)}$ und $B_i^{(s)}$ sind Constanten, die erst bestimmt werden müssen. Sei nun

$$d\sigma = sin\theta . d\theta . d\psi,$$

ferner bezeichne man mit $\int_G$ die Integration über die sämmtlichen vergletscherten Gebiete, mit $\int_M$ die Integration über die sämmtlichen nichtvergletscherten Länder, mit $\int_M$ die Integration über das ganze Gebiet der Oceane, dann ist nach bekannten Regeln

$$A_i^{(s)} = \frac{1}{(i,s)\pi} \cdot \left[\rho_0 \int_G h . P_i^{(s)} cos\, s\psi . d\sigma + \right.$$

XIII
$$\left. + \rho_m \int (\delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - d') P_i^{(s)} cos\, s\psi d\sigma \right]$$

wo:

XIV
$$(i, s) = \frac{2}{2i+1} \cdot \frac{1.2.\ldots.s.}{\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} \cdots \left(s - \frac{1}{2}\right)} \cdot \frac{1.2.\ldots\ldots(i-s)}{(2s+1)(2s+2)\ldots(2s+i-s)}$$

Die Formel für $B_i^{(s)}$ ist ganz der vorigen ähnlich, nur hat man in derselben statt $cos\, s\psi$ überall $sin\, s\psi$ zu setzen. Für $s = o$ ist natürlich $cos\, s\psi = 1$, $sin\, s\psi = o$, ferner $B_i^{(o)} = o$ und $(i, o) = \frac{2}{2i+1}$ Wegen $p' = o$ im Gebiete der nichtvergletscherten Länder giebt die Integration $\int_L$ als Resultat eine *Null*. Deswegen haben wir auch in der Formel XIII die Integration $\int_L$ ganz fortgelassen. Betrachten wir jetzt die soeben erwähnte Formel XIII etwas näher. Unter dem Integralzeichen $\int_G$ steht eine

bekannte Function, nämlich die Dicke h des Eises und die Integration muss eine ganz definite numerische Constante etwa $\chi_i^{(s)}$ liefern. Sonst sieht man sofort, dass diese Integration mit derjenigen identisch ist, die in der Entwicklung von h in eine Reihe von Kugelfunctionen (Vergl. Formel III) vorkommt. Unter dem Integralzeichen $\int_M$ steht die Summe $\delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - - d'$. d' ist eine (noch nicht bestimmte) Constante, die ausserhalb des Integrationszeichens treten wird. Dasjenige, was unter dem Integralzeichen bleibt, ist eine ganz bestimmte Function, so dass die Integration eine bestimmte numerische Constante, sagen wir $\pi_i^{(s)}$, liefern wird. Weiter betrachten wir das Glied δr_2. Laut der Formel IV ist δr_2 eine ganz bestimmte unendliche Reihe. Hier also wird die Integration $\int_M$ eine unendliche Reihe von ganz bestimmten Zahlen liefern. Diese Reihe ist convergent und ihre Summe ist eine ganz definite numerische Constante, die wir mit $\varkappa_i^{(s)}$ bezeichnen wollen. Jetzt kommt die Reihe an die Differenz $\delta r_1 - \Delta r$. Laut den Formeln VI und VII wird $\delta r_1 - \Delta r$ durch eine Reihe dargestellt, welche dieselben unbekannten Functionen p_i enthält, die wir erst zu bestimmen suchen. Die Functionen p_i bestehen aber aus ganz definiten Functionen $P_i^{(s)}$, $\cos s\psi$ und $\sin s\psi$ und aus den noch ganz unbestimmten Coefficienten $A_i^{(s)}$ und $B_i^{(s)}$. Diese letzten treten ausserhalb der Integrationszeichen, während die Integration der Integranden ganz bestimmte numerische Constanten etwa $\alpha_i^{(s)}$, $\beta_i^{(s)}$ etc... liefert... — Recapituliert man alles, was bisher gesagt wurde, so sieht man ein, dass die Formel XIII in die Formel

$$\left.\begin{aligned} A_i^{(s)} = \chi_i^{(s)} &+ d'\pi_i^{(s)} + \varkappa_i^{(s)} \\ &+ \alpha_i^{(s)} A_1^{(0)} + \beta_i^{(s)} A_1^{(1)} + \gamma_i^{(s)} B_1^{(1)} \\ &+ \delta_i^{(s)} A_2^{(0)} + \varepsilon_i^{(s)} A_2^{(1)} + \zeta_i^{(s)} B_2^{(1)} + \\ &+ \ldots\ldots\ldots \\ &+ \lambda_i^{(s)} A_n^{(0)} + \mu_i^{(s)} A_n^{(1)} + \nu_i^{(s)} B_n^{(1)} + \\ &+ \ldots\ldots .in.\ inf. \end{aligned}\right\} \text{XIII bis}$$

übergeht. [Die Coefficienten T_i, ρ_π etc.... denken wir uns in $d_i^{(s)}$ etc.... enthalten, um eine unnöthige Schreiberei zu vermeiden]. Eine ähnliche Gleichung wie XIII bis werden wir auch für $B_i^{(s)}$ erhalten. Die Anzahl der Gleichungen von der Form XIII bis wird natürlich eine unendliche sein, da einem jeden von den unendlich vielen Coefficienten $A_i^{(s)}$, $B_i^{(s)}$ eine solche Gleichung entspricht. Ausser diesen Gleichungen, die aus der Formel XIII hervorgegangen sind, hat man noch eine Gleichung, die aus der Bedingung I d. h. aus

$$\int p' d\omega = o$$

entsteht. Dieselbe kann geschrieben werden:

I bis $$\int_O p' d\sigma + \int_M p' d\sigma = o$$

da

$$\int_L p' d\sigma = o$$

Das erste Integral in I *bis* hat einen constanten Werth, den wir mit $\chi_o^{(o)}$ bezeichnen. In das zweite Integral substituiere man

$$p' = \rho_m(\delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - d'),$$

indem man zugleich für δr_1 und Δr die Werthe aus VI und VII und für δr_2 den Werth aus IV einsetzt. Nach der Vollziehung der Integration werden wir aus I bis die Gleichung

$$\chi_o^{(o)} + A_1^{(o)} \cdot \sigma + A_1^{(1)} \vartheta + \ \ldots \ \ \varkappa_o^{(o)} - d' \frac{A}{a} = o \qquad \text{XV}$$

erhalten, in welcher, so wie früher, A das Areal der Oceane, a den mittleren Erdradius, σ, ϑ etc.... gewisse numerische Constanten bedeuten.

Die unendlich vielen Gleichungen XIII bis zusammen mit der Gleichung XV bilden ein System von linearen algebraischen Gleichungen, in denen die $A_i^{(s)}$, $B_i^{(s)}$ und d' als Unbekannte auftreten. Unsere Gleichungen gehören sonst zur Kathegorie von Gleichungen mit einem bekannten Gliede, denn in den Gleichungen XIII bis ist $\chi_i^{(s)} + \varkappa_i^{(s)} + \pi_i^{(s)}$, in XV $\chi_o^{(o)} + \varkappa_o^{(o)}$ bekannt.

Obgleich die Anzahl von Unbekannten ebenso wie diejenige von Gleichungen unendlich ist, doch sieht man sofort,

dass ebensoviel Gleichungen als Unbekannte vorhanden sind, also nach den Regeln der Algebra die vorhandenen Gleichungen ausreichen, um alle Unbekannten zu bestimmen.

Die Analysis besitzt bereits Mittel, um solche Systeme von unendlich vielen linearen Gleichungen zu discutieren und wenigstens approximativ aufzulösen[1]), doch würde die Auflösung unseres Systemes von Gleichungen ganz specielle Schwierigkeiten bieten und jedenfalls ein sehr langwieriges Geschäft sein. Es ist ganz gewiss nicht der Mühe werth dieselbe auch nur zu versuchen. Wir wollen auch nebenbei bemerken, dass indem die Entwicklung von p' in eine Reihe von Kugelfunctionen hier auf eine ungewöhnliche Art zu Stande kommt, so muss man eigentlich die Convergenz dieser Reihe separat untersuchen. Dies wollen wir aber auch nicht unternehmen.

Ueber die Bestimmung der Δr und δr_1 brauchen wir nichts mehr zu sagen als dasjenige, was in der älteren Abhandlung gesagt wurde. Die Formeln für Δr und δr_1 können sofort niedergeschrieben werden, sobald p' in eine Reihe von Kugelfunctionen entwickelt worden ist.

4. §. Ueber eine gewisse Druckvertheilung, welche der Druckvertheilung während der Eiszeit ähnlich ist.

Wir haben die Absicht in diesem §. die Hypothese, dass während der Eiszeit der Nordpol und dessen nächste Umgebung vom Eise frei waren, zu untersuchen.

Die Configuration der eiszeitlichen Gletscher, wie sie z. B. auf der Karte Nr. 5.... im Berghaus' Atlas dargestellt ist, analytisch wiederzugeben wäre eine höchst schwere und langwierige Aufgabe. Statt dessen wollen wir eine arbiträre Configuration untersuchen.

[1]) Man vergl. folgende mathematische Abhandlungen:
Hill. Acta math. Bd. 8.
Poincaré. Bull. Soc. math. de France. Bd. 14.
Helge von Koch. Acta math. Bde. 15 und 16.

Wir werden annehmen, dass alle Gletscher rund und von gleichmässiger Dicke sind. Der antarktische Gletscher erstreckt sich bis 64° 9′ 9″ südl. Br. (cos 25° 50′ 51″ = 0,9), sein Centrum befindet sich im Südpol, er bedeckt 0,05 der Kugeloberfläche. Der nordamerikanische Gletscher hat einen Radius = 21° 33′ 55″ im Winkelmaass (cos 21° 33′ 55″ = 0,93), er bedeckt 0,035 der Kugeloberfläche, sein Centrum befindet sich unter 60° Nordbr. und 90° west. Länge von Greenwich. Der europäische hat einen Radius = 11° 28′ 42″ im Winkelmaass (cos 11° 28′ 42″ = 0,98), er bedeckt 0,01 der Kugeloberfläche. Dieselben Dimensionen werden wir auch dem noch etwas problematischen ostsibirischen Gletscher zugestehen. Das Centrum des europäischen Gletschers werden wir unter 62° nördl. Br. und 27° östl. Länge von Greenwich, das Centrum des sibirischen unter 60° nördl. Br. und 130° östl. Länge setzen. Sonst werden wir weiter unten für die Breite des Centrums des europäischen Gletschers 60° statt 62° nehmen, um die Rechnung zu vereinfachen. Diese Annahme hat keinen merklichen Einfluss auf die Zahlenresultate.

Die Annahme runder Eiskappen entspricht noch so ziemlich der Gestalt des antarktischen und amerikanischen, viel weniger der Gestalt des europäischen [von der Gestalt des sibirischen wissen wir so gut wie nichts], aber sie erlaubt uns die Rechnungen sehr zu vereinfachen. In der That, da alle Formeln linear sind, so setzt sich eine jede unter den Grössen Δr, δr_1 etc. aus einer Summe von Bestandtheilen, von denen ein jeder von einem einzigen Gletscher abhängt. Diese Bestandtheile können also unabhängig von einander berechnet werden: bei einer jeden Rechnung kann man ein anderes System von Polarcoordinaten anwenden, falls man aber den Coordinatenpol in das Centrum des betreffenden Gletschers versetzt, so erhält man lauter Formeln, die keine allgemeinen Kugelfunctionen, sondern blos einfache Legendre'schen Polynome enthalten. Es ist begreiflich, dass unter solchen Umständen die Rechnungen sich verhältnissmässig einfach gestalten.

Sonst sollen sie auf eine ähnliche Weise wie im 5 §. der älteren Abhandlung geführt werden.

Der fundamentalen Beziehung

$$\int p' d\omega = o$$

wo $\int$ eine Integration über die ganze Kugeloberfläche bedeutet, wollen wir genügen, indem wir annehmen, dass der negative Druck, welcher den positiven Druck des Inlandeises aufwiegt, in der ganzen vom Eise unbedeckten Kugeloberfläche gleichmässig vertheilt ist. Es wäre natürlich besser diesen negativen Druck auf die Gegend der Oceane zu beschränken, da aber diese Beschränkung einerseits keinen besonders wichtigen Einfluss auf die Zahlenresultate hat, andererseits die ohnedies sehr langen Rechnungen noch sehr stark compliciert, so habe ich mich entschlossen bei der höhererwähnten einfacheren Annahme zu bleiben. Der negative Druck in den vom Eise unbedeckten Gegenden berechnet sich folgendermaassen. Sei die Area der Kugeloberfläche: α, die von den vier Gletschern bedeckten Areale: α_1, α_2, α_3, α_4, die Dicke der Gletscher in derselben Ordnung: h_1, h_2, h_3, h_4, sei ferner

$$H = \frac{\alpha_1 h_1 + \alpha_2 h_2 + \alpha_3 h_3 + \alpha_4 h_4}{\alpha - (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4)} = \frac{1}{0{,}895}(0{,}05 h_1 + 0{,}035 h_2 + \\ + 0{,}01 h_3 + 0{,}01 h_4),$$

sei endlich ρ_g die mittlere Dichte des Eises; so ist der genannte negative Druck

$$-\rho_g \cdot H$$

Die Rechnungen gestalten sich am einfachsten, wenn man annimmt, dass ein negativer Druck

$$-\rho_g H$$

in der ganzen Kugeloberfläche herrscht, während ausserdem in den, von den vier Gletschern bedeckten Gegenden positive Drücke

$$\rho_g(h_1 + H),\ \rho_g(h_2 + H),\ \rho_g(h_3 + H),\ \rho_g(h_4 + H)$$

herrschen. Diese letzten setzen sich mit dem allgemeinen negativen Druck: $-\rho_g H$ zu den thatsächlichen positiven Drücken: $\rho_g h_1$, $\rho_g h_2$, $\rho_g h_3$, $\rho_g h_4$ zusammen.

Bei der Berechnung von Deformationen, Strandverschiebungen etc. braucht man die Cosinusse der Winkelabstände γ_1, γ_2, γ_3, γ_4 zwischen dem betreffenden Punkte und den Centra der Gletscher. Bezeichnet man die Polarcoordinaten des betreffenden Punktes mit θ und ψ (wir erinnern daran, dass ψ nichts anderes als die geogr. Länge, θ den Winkelabstand vom Nordpol bedeutet) und die Polarcoordinaten der Gletschercentra mit θ_1, ψ_1, θ_2, ψ_2, θ_3, ψ_3, θ_4, ψ_4, so hat man bekanntlich

$$\cos\gamma_1 = \cos\theta . \cos\theta_1 + \sin\theta . \sin\theta_1 \cos(\psi - \psi_1)$$

$$\cos\gamma_2 = \cos\theta . \cos\theta_2 + \sin\theta . \sin\theta_2 \cos(\psi - \psi_2)$$

$$\cos\gamma_3 = \quad . \quad . \quad . \quad .$$

$$. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Wir werden beispielsweise die Deformationen u. s. w. für den Nordpol ausrechnen. Ohne die Rechnungen anzuführen gehen wir direct zu Zahlenresultaten über.

Man hat erstens:

$$\cos\gamma_1 = 1, \cos\gamma_2 = \cos\gamma_3 = \cos\gamma_4 = \frac{\sqrt{3}}{2}$$

dann [1])

[1]) Alles, was sich auf die grösseren Gletscher: den antarktischen und den amerikanischen bezieht, wurde aus 13 Gliedern der Reihen, alles was sich auf die kleineren Gletscher: den europäischen und sibirischen bezieht, aus 26 Gliedern der Reihen berechnet. Doch sind die Reihen für Δr etc. bei kleineren Gletschern langsamer convergent als bei grösseren, so dass die Zahlenresultate bei den ersten wahrscheinlich etwas weniger sicher sind als bei den letzten.

Wir erinnern auch daran, dass Δr die radiale Verschiebung der Oberfläche der Lithosphaere, δr_1 eine ebensolche Verschiebung der Aequipotentialflächen infolge der die Deformation begleitenden Variation des Attractionspotentiales, δr_2 die radiale Verschiebung der Aequipotentialflächen infolge der Anziehung des Eises, endlich d' die allgemeine Erniedrigung des Meeresspiegels infolge des Verwandlung von Wasser in Eis bedeutet.

$$\Delta r = -\frac{a.\rho_g}{n}\cdot\Big[0,04982\,(h_1+H)+0,07187\,(h_2+H)+ +0,01299(h_3+H)+0,01299\,(h_4+H)\Big]$$

$$\delta r_1 = -\frac{\rho_s a.\rho_g}{\rho\, n}\cdot\Big[0,01767\,(h_1+H)+0,07119\,(h_2+H)+ +0,01914\,(h_3+H)+0,01914\,(h_4+H)\Big]$$

$$\delta r_2 = -\frac{\rho_g}{\rho}\cdot\Big[0,13851\,h_1-0,23784\,h_2-0,05661\,h_3-0,05661\,h_4\Big]$$

Die allgemeine Erniedrigung des Meeresspiegels infolge der Verwandlung von Wasser in Eis wurde ohne Rücksicht auf die Volumveränderung der oceanischen Becken berechnet. Der davon herrührende Fehler wird grösstentheils dadurch aufgewogen, dass gleichzeitig die Rechnung so geführt wurde, als wenn nicht circa 0,736 der Kugeloberfläche sondern die ganze von der Eisbedeckung freie Oberfläche vom Ocean eingenommen wäre. Dementsprechend setzt man.

$$d' = \rho_g \cdot H$$

ferner, wie in der älteren Abhandlung [1])

$n = 800 \times 10^6$ Gramm. per Quadrt. centim.
$a = 637 \times 10^6$ Centim.
$\rho_g = 0,9$
$\rho_s = \frac{1}{2}\rho$
$\rho = 5,5$,

endlich

$h_1 = h_2 = 2000$ Meter
$h_3 = h_4 = 1000$ „

und erhält

[1]) Es versteht sich von selbst, dass, wie früher, $m = 2n$ gesetzt wurde.

$$H = 212{,}2 \text{ Meter}$$
$$d = 191{,}0 \quad ,,$$
$$\Delta r = -215{,}5 \text{ Meter}$$
$$\delta r_1 = -87{,}0 \quad ,,$$
$$\delta r_2 = +50{,}9 \quad ,,$$

Auf Grund dieser Zahlen berechnet sich die Strandverschiebung auf dem Nordpol mit Hilfe der Formel

$$Dr = \delta r_1 + \delta r_2 - \Delta r - d'$$

zu

$$Dr = -11{,}6 \text{ Meter.}$$

Hätte man die Thatsache berücksichtigt, dass die Gletscher der Eiszeit dem Nordpol mit einer weit breiteren Front als unsere runden Eiskappen zugewendet waren (Vergl. Karte Nr. 5 in Berghaus' Atlas); so hätte man für den Nordpol statt einer kleinen negativen Strandverschiebung eine ebenfalls kleine aber positive Strandverschiebung erhalten.

Unter Beibehaltung aller übrigen Hypothesen machen wir noch die Annahme, dass der antarktische Gletscher nicht existierte. Wir werden dann erhalten:

$$\Delta r = -128{,}6 \text{ Meter}$$
$$\delta r_1 = -\ 68{,}7 \quad ,,$$
$$\delta r_2 = +\ 97{,}4 \quad ,,$$
$$d' = +\ 88{,}5 \quad ,,$$

und

$$Dr = +\ 68{,}8 \quad ,,$$

Hätten wir auch hier die thatsächliche Breite der Nordfront der eiszeitlichen Gletscher berücksichtigt, so hätten wir für *Dr* ein um einige Zehntel Meter grösseres Resultat erhalten. Vergegenwärtigt man sich aber dasjenige, was in der älteren Abhandlung gefunden und im 1 §. der Gegenwärtigen bestätigt wurde, so kommt man zum Schluss, dass die Deformationen und Strandverschiebungen viel grösser ausfallen würden, wenn man angenommen hätte, dass der Nordpol selbst und seine Umgebung von mächtigen Gletschern umgeben waren,

die den amerikanischen mit dem europäischen Inlandeise verbanden und dass das Centrum der Vereisung sich irgendwo in der Nähe des Nordpols befand. Unter solchen Annahmen hätte man gleichzeitig bedeutende und gegen den Norden hin zunehmende Strandverschiebungen erhalten, während im hier betrachteten Falle die Strandverschiebung am Nordpol negativ oder, wenn positiv, doch ziemlich klein und gleichzeitig, wie man sich leicht überzeugen kann, in der Mitte des amerikanischen Gletschers d. h. unter 60^0 Nordbreite positiv ist.

5. §. Deformationen einer grossen Stahlkugel unter der Last einer neuentstandenenKoralleninsel.

Die im Titel des §. angeführte Aufgabe kann nicht mit unseren älteren Methoden aufgelöst werden, indem die Kugelfunctionenreihen für Inseln und Gletscher, die im Vergleich zur Kugel sehr klein sind, aüsserst langsam convergieren. Schon für kleinere Continentalgletscher, den europäischen und sibirischen mussten wir im 4 §. die Rechnung auf 26 Glieder der Reihen ausdehnen, was aüsserst beschwerlich ist.

Glücklicherweise können wir für kleine Inseln, kleine Gletscher etc. eine andere Methode anwenden. Wir können uns die Erde als einen unendlich grossen durch eine Fläche abgegrenzten Körper denken. Die Deformationen eines solchen Körpers wurden schon von Lamé, Clapeyron, Cerruti, Boussinesq behandelt. Wir werden hier von den Formeln Boussinesq's Gebrauch machen. Wir entlehnen dieselben dem bekannten Werke Todhunter's und Pearson's unter dem Titel „History of the Theory of Elasticity" [1]), indem wir gleichzeitig die Notation der englischen Autoren unserer früheren Notation anpassen.

Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass unsere Insel die Gestalt eines Cylinders von der Höhe h und Durchmesser $2R_J$ besitzt, mit ρ_I und ρ_m bezeichnen wir die Dichte der Insel

[1]) II Bd. II. Theil. (Cambridge 1893) S. S. 250—253.

und des Meerwassers, mit Δr die Verschiebung der Oberfläche der Lithosphaere in verticaler Richtung (nach oben) und erhalten: unter der Mitte der Insel

$$\Delta r = -\frac{m+n}{2mn}(\rho_s - \rho_m)\, h\, R_1\,,$$

unter dem Rande

$$\text{I} \begin{cases} \Delta r = -\dfrac{m+n}{2mn}(\rho_s - \rho_m)\, h\, \dfrac{2}{\pi} R_1\,, \\ \text{ausserhalb der Insel in der Entfernung } R \text{ von ihrer Mitte} \\ \Delta r = -\dfrac{m+n}{2mn}(\rho_s - \rho_m)\, h \left[\dfrac{1}{2}\cdot\dfrac{R_1^2}{R} + \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{1}{2}\right)^2 \cdot \dfrac{R_1^4}{R^3} + \right. \\ \qquad \left. + \dfrac{1}{6}\left(\dfrac{1}{2}\cdot\dfrac{3}{4}\right)^2 \cdot \dfrac{R_1^6}{R^5} + \cdots \right. \end{cases}$$

Setze man wie früher: $m = n$, $n = 800 \times 10^6$ Gramm per Quadr. cent., ferner setze man: $\rho_s - \rho_m = 1{,}1$, $h = 4000$[1]) Meter, $R_1 = 10$ Kilom. $R = 100$ Kilom. Man wird erhalten:

unter der Mitte der Insel . . . . . $\Delta r = -4{,}125$ Meter
 „ dem Rande „ „ . . . . . . „ $= -2{,}626$ „
ausserhalb der Insel in der Entfernung
 $R = 100$ Kilom. von ihrer Mitte . „ $= -0{,}206$ „

Die Deformation ist also sehr klein, was angesichts der kleinen Dimensionen der Insel sich ohne Weiteres erklärt. Die Verschiebungen der Aequipotentialflächen δr_1 und δr_2 und ebenso die Strandverschiebungen Dr sind natürlich auch sehr klein.

Bemerken wir dabei, dass wegen der kleinen Dimensionen der Insel die δr_1 und δr_2 immer sehr klein bleiben, — die Δr und Dr aber sehr gross werden, wenn man statt der Hypothese einer starren elastischen Kugel die Hypothese einer

[1]) Indem m und n in Grammen per Quadr. cent. ausgedrückt sind, so muss man bei der Berechnung der Deformation h in Centimetern ausdrücken, damit der Druck $(\rho_s - \rho_m)h$ auch in Grammen per Quadr. cent. ausgedrückt sei.

vollkommen plastischen Kugel einführt. Die Insel müsste dann um mehr wie tausend Meter einsinken.

Die wahren Deformationen der Erde unter der Last einer neuentstandenen Koralleninsel sind hauptsächlich wegen der elastischen Nachwirkung wahrscheinlich grösser als diejenigen, die sich hier aus den Formeln I ergeben haben. Ausser der elastischen Nachwirkung giebt es aber noch einen Factor, der einen gewissen obgleich keineswegs besonders wichtigen Einfluss auf die Vergrösserung der Deformationen üben kann. Die neue Insel, die aus dem Detritus derselben entstandenen Ablagerungen rund um den Sockel, hindern den Wärmestrom aus dem Inneren der Erde, die Geoisothermen erheben sich unter der Insel, die Temperatur der Erdschichten und dementsprechend ihre Plasticität wachsen. Doch ist wegen der kleinen Dimensionen der Insel ihr Einfluss auf die Wärmevertheilung im Erdinneren ein sehr beschränkter, ferner sind die Variationen der Elasticität, Plasticität etc. der Erdschichten, welche einer Temperaturveränderung um einige Grade C. entsprechen, sehr klein; so dass der erwähnte Factor zu keiner besonderen Geltung gelangen kann.

Setzt man in den Formeln I ρ_g statt $\rho_s - \rho_n$ ein, so kann man mit Hilfe derselben die Deformationen unter einem kleinen Gletscher berechnen. Sei z. B. $h = 1000$ Meter, $\rho_g = 0,9$, $2K_1 = 400$ Kilometer, es ergiebt sich unter der Mitte des Gletschers eine Verschiebung um rund *30* Meter. Nehme man ferner einen grossen Gletscher mit $h = 2000$ Meter $2R_1 = 6666,6$ Kilometer. Die Verschiebung der Oberfläche der Lithosphaere unter der Mitte dieses Gletschers ergiebt sich zu *562,5* Meter. Im ersten Capitel haben wir unter sonst ähnlichen Bedingungen aber mit Berücksichtigung der wahren Dimensionen und der Gestalt der Erde eine Verschiebung von 351 Meter gefunden. Die grosse Differenz zwischen den beiden Resultaten erklärt sich aus zwei Gründen, erstens daraus, dass die Methode des gegenwärtigen Capitels auf grosse Gletscher nicht angewendet werden darf, zweitens daraus, dass bei denselben

Dimensionen des drückenden Körpers die Deformation grösser ausfällt, wenn der sich deformierende Körper grösser ist.

P. S. Bei der Besprechung der Deformationen einer starren Kugel unter der Last einer Koralleninsel haben wir das gesellige Auftreten solcher Inseln ausser Acht gelassen. Will man die Deformationen, welche durch den Druck einer ganzen Gruppe von Inseln hervorgerufen worden sind, berechnen, so kann man einfach die Deformationen welche zu einzelnen Inseln gehören, summieren. Es scheint doch, dass auch in der Mitte der dichtesten Koralleninselnschaar die Verschiebung der Oberfläche der Lithosphaere kaum paar Zehntel Meter übertreffen könnte.

---

47. — W. Reiss: **O rozwoju naskórka w pierwszych miesiącach życia płodowego ze szczególnem uwzględnieniem warstwy Malpigiego.** ***(Beitrag zur Entwickelungsgeschichte der Epidermis in der Frühperiode des Foetallebens mit besonderer Berücksichtigung der Malpighi'schen Schichte).***

Fast sämmtliche bis heutzutage im Gebiete der Embryologie der Haut erschienenen Arbeiten befassen sich mit dem Studium der Entwickelung der Haut „in toto", ohne auf die Entwickelungsphasen einzelner Schichten, speziell ectodermalen Ursprungs, so wie auf das gegenseitige Verhältnis derselben während des Foetallebens näher einzugehen.

In der vorliegenden Arbeit habe ich hauptsächlich der Entwickelung der Epidermis meine Aufmerksamkeif geschenkt, habe jedoch das gegenseitige Verhältnis sämmtlicher Schichten, sowie ihre relative Abhängigkeit vom Corium im nutritiven Sinne stets im Auge behalten.

Als Materiel zu meiner Arbeit habe ich nur solche Embryonen benutzt, deren Epidermis sich als vollkommen intact erwiesen hat. — Embryonen deren Haut durch längere Zeit der macerierenden Wirkung des Fruchtwassers ausgesetzt war, konnten nur für das Studium der Coriumschichten benutzt

werden. Während eines Zeitraumes von ungefähr zwei Jahren ist es mir gelungen, ein Material, welches allen Entwickelungsphasen des Foetallebens entsprach (vom 1 bis zum 8 Monate der Gravidität) zu verschaffen.

Die gewählten Hautstücke wurden in Alkohol, Sublimat oder Perennyi'scher Flüssigkeit gehärtet, hienach in Paraffin- respective Celloidin eingebettet und in verschiedener Weise gefärbt. Als beste Färbungsmethode erwies sich die von Van Gieson, Heindenhain; aber auch Haematoxylin, so wie eine ganze Reihe basischer Anilinfarbstoffe erwiesen mir gute Dienste.

Vor allem wollte ich über das Verhalten der ectodermalen Zellenschicht der Embryonen aus dem ersten und zweiten Monate des Foetallebens Aufschluss erhalten.

Die Mehrzahl der Embryologen ist der Meinung, dass die Epidermis während der ersten 8 Wochen aus zwei Lagen von platten Zellen besteht, und dass nur hie und da, also nur stellenweise eine einzige Lage zu finden ist, dass also die embryonale Anlage der Epidermis a priori als differenziert zu betrachten ist.

So finden wir die Meinung bei Hertwig [1]) wie auch bei Brunn [2]) vertretten. Ich glaube, dass den betreffenden Autoren vielleicht die allersten Entwickelungsphasen der Foetalperiode

[1]) „Die Oberhaut des Menschen ist nach den Angaben Köllikers in den 2 ersten Monaten der Entwickelung sehr dünn und besteht nur aus zwei einfachen Lagen von Epithelzellen. Von diesen zeigt die oberflächliche Lage abgeplattete, durchsichtige, sexagonale Elemente, die tiefere Lage dagegen kleinere Zellen, so dass hierin schon eine Sonderung in eine Hornschicht und eine Schleimschicht angedeutet ist" (Hertwig. Lehrbuch der Entwickelungsgeschichte S. 489),

[2]) „Was zunächst die Epidermis betrifft, so besteht dieselbe bei Embryonen aus dem ersten und aus der zweiten Hälfte des zweiten Monats aus stellenweise nur einer, stellenweise schon zwei Lagen von Zellen: einer überall vorhandenen Lage bald platter bald kubischer oder kurzcylindrischer, und einer sie stellenweise bedeckenden Schichte äusserst abgeplatteter Elemente". (v. Brunn „Die Haut" S. 28).

als Materiel nicht zur Verfügung standen. Ich habe aus meinen Praeparaten die Überzeugung gewonnen, dass die Epidermis im ersten Monate wie auch in der ersten Hälfte des zweiten Monates nur aus einer einfachen Lage grosser Zellen besteht, ohne jegliche Spur einer sie bedeckenden Schicht abgeplatteter Elemente (Fig. 1). Die Zellen besitzen einen grossen Kern, der bei stärkerer Vergrösserung deutliche Chromatinfäden erkennen lässt, und einem spärlichen Protoplasmasaume. Die Zellen besitzen überall die gleiche Grösse und sind nach unten zu ziemlich scharf abgegrenzt. — Bei Embryonen der fünften oder sechsten Woche finden wir nur stellenweise eine Lage, stellenweise aber gewiss schon zwei Lagen von Zelleu, deren obere vorwiegend abgeplattete Elemente führt (Fig. 2).

In der zehnten Wocbc sind in der Mehrzahl der Fälle bereits drei bis vier Lagen embryonaler Zellen vorhanden (Fig. 3).

Wir sehen hiebei (Fig. 3 u. 4), dass die tieferen Lagen vorwiegend grössere Zellen führen, welche polygonal sind, während die oberen, aus denen die spätere Hornschicht entstehen soll, bereits nur einen äusserst spärlichen Protoplasmasaum erkennen lassen. Die tiefste Lage besteht aus einer einzigen Reihe kurzcylindrischen Zellen, welche als das künftige Stratum cylindricum aufzufassen sind. Diese Zellen sind gegen das Corium zu, scharf abgegrenzt. (Fig. 4).

In der zweiten Hälfte des dritten Monats, weisen die tiefer gelegenen Reihen von Zellen Kennzeichen auf, welche für das Stratum Malpighii charakteristisch sind. Die Ergebnisse meiner Arbeit beweisen, dass das Rete Malpighii sich nicht erst im vierten oder gar fünften Monate (wie manche Autoren anzugeben pflegen) bildet, sondern dass die ersten charakteristischen Merkmahle dieser Schichte ganz besonders, aber das Stratum spinosum, bereits zwischen der zehnten und zwölften Woche des Foetallebens zweifellos zu sehen sind. (Fig. 5, 7, 9, 11).

Meine Ergebnisse in dieser Hinsicht stehen im Gegensatze zur Ansicht v. Brunn[1]), nach welcher die Keimschicht überhaupt erst im fünften Monate zur Bildung gelangt. Die charakteristischen Verbindungsfäden zwischen den Zellen des Stratum spinosum erscheinen bei Embryonen im dritten Monate ganz deutlich ausgeprägt. (Fig. 5).

Was die Bildung des Corpus papillare betrifft, so glaube ich, dass seine Entwickelung, mithin die Entstehung jener wellenartigen Linie zwischen Rete und Corium der mächtigen Proliferationsfähigkeit der Retezellen, vorzugsweise der Zellen der Stachelschichte zuzuschreiben ist. (Fig. 15). Wir begegnen in der Literatur vorwiegend der Ansicht, die ersten Spuren jener wellenartigen Ausbuchtung des Rete seien erst gegen Ende des fünften Monates zu finden. Ich fand sie schon viel früher, ja die ersten Ausdeutungen stärkerer Proliferation der Reteschichte bereits bei Embryonen im vierten Monate. (Fig. 6).

Ich muss auch darauf hinweisen, dass das Corpus papilare sich in einem Stadium zu entwickeln beginnt, wo wir noch gar keine Spur der Körnerschichte vorfinden. — Die erste Andeutung der letzteren finden wir erst in der zweiten Hälfte des fünften Monats, zu welcher Zeit sowohl der Papillarkörper, wie auch die basale Reteschichte vollkommen entwickelt erscheinen.

Was die basale, cylindrische Reteschichte anbelangt, so lehren meine Praeparate, dass die erste, zugleich aber gewissermassen definitive Entwickelungsphase derselben beiläufig in die Mitte des vierten Monates zurückzuführen ist. (Fig. 6 u. 7). Im Verlaufe des fünften Monates kommt es bereits zur entgiltigen Forma-

[1]) „Im fünften und sechsten Monate tritt eine abermalige Verdickung bis auf etwa zehn Lagen ein, von denen die zwei obersten verhornt, die vier untersten von der Beschaffenheit der späteren Keimschicht sind, und die mittleren Übergangsformen zwischen beiden enthalten". (v. Brunn „Die Haut" S. 28).

tion der basalen Schichte, so dass sie von nun an keinen weiteren Veränderungen im morphologischen Sinne mehr unterliegt. (Fig. 10 u. 11). Es muss auch ausdrücklich betonnt werden, dass die basalen Retezellen nicht von den Stachelzellen formiert werden, dass sie vielmehr vom Haus aus ihr eigenthümliches Gepräge besitzen.

Was die Entwickelung der Körnerschichte betrifft, unterscheiden sich die Ergebnisse meiner Arbeit wesentlich von denen anderer Autoren. Die Mehrzahl der Embryologen ist der Ansicht, dass die Körnerschichte erst in der zweiten Hälfte des Foetallebens zur Entwickelung gelangt, dass also erst im siebenten Monate das Keratohyalin in den oberen Lagen des Rete aufzutauchen pflegt. — Aus einer ganzen Reihe meiner Praeparate folgt, dass bereits zu Ende des fünften Monates Keratohyalinhältige Zellen ganz zweifellos anzutreffen sind. (Fig. 8 u. 9). In der ersten Hälfte des sechsten Monats treten die Keratohyalinkörner noch viel deutlicher hervor, und wir sehen in diesem Stadium bereits zwei Lagen von Zellen, welche als Stratum granulosum gedeutet werden müssen. Jedenfalls muss ich, meinen Praeparaten zufolge, behaupten, dass die erste Entwickelung der Körnerschichte im fünften Monate des embryonalen Lebens erfolgt.

Die Entwickelung der Körnerschichte aus den Zellen der Stachelschichte lässt sich an meinen Praeparaten sehr deutlich verfolgen. Wir sehen, wie die Kerne der Stachelschichte allmählig zusammenschrumpfen, und der protoplasmatische Ring in demselben Masse breiter erscheint. Gleichzeitig beginnen sich die ältesten Retezellen immer mehr und mehr mit kleinen, das Licht stark brechenden Körnern zu füllen. Die betreffenden Zellen verlieren dabei ihre charakteristischen Merkmale, nämlich die protoplasmatischen Fortsätze, und rücken immer mehr aneinander. (Fig. 12 u. 13).

Die Hornschicht setzt sich bei jungen Embryonen aus sehr dünnen stark glänzenden Schüpchen zusammen, die in horizontalen Schichten angeordnet sind, und ziemlich fest zusam-

menhängen. Die Verhornung tritt allmählig ein, und in den letzten Monaten des Foetallebens sehen wir bereits ganz mächtige Lagen vollkommen entwickelter Hornhaut. (Fig. 13 u. 14). Da an der Aussenfläche der Epidermis ein fortwährender Verlust durch Abblätterung stattfindet, ohne dass eine Veränderung in der Dicke der Epidermis sich bemerken liesse, leuchtet es ein, dass die Zellen der Keimschichte in diejenigen der Hornschichte sich vervandeln, und dass die Körnerschicht ein Übergangsstadium der protoplasmatischen Zellen in verhornte Elemente darstellt. Man ist allgemein der Ansicht, dass das Keretohyalin bei dem Übergange des Hornsubstanz sich wieder löst (Eleidinstadium), und auf diese Weise den Zellkörper impregniert.

Ich habe im Laufe meiner Arbeit vielfache Versuche angestellt, vermöge der bekannten Färbungsmethoden die differenzierten Tinctionsverhältnisse der Hornhautschichten bei jungen Embryonen darzustellen. Leider führten Versuche, (namentlich mit Uberosmiumsäure) um mich zu überzeugen, ob auch bei Embryonen die Eintheilung der Hornhaut in eine basale und eine superbasale Schichte nach dem entsprechenden Schema von Unna durchzuführen ist, zu keinem positiven Resultate. Ob vielleicht physische oder chemische Verhältnisse, unter denen sich die embryonale Hornschicht befindet, daran Schuld sind, lässt sich nicht näher entscheiden.

---

48. — St. Niemczycki: **O trzech normalnych butylotoluolach.** ***(Über drei normale Butyltoluole).***

Die drei isomeren normalen Butyltoluole wurden erhalten durch Einwirkung des Natriums auf ein Gemenge des normalen Propylbromids und entsprechenden Xylylbromids; es wurden namentlich 50 gr. Xylylbromid 100 gr. Propylbromid mit 20 gr. Natrium in einer Retorte mit Rückflusskühler auf einem Sandbade nur zum schwachen Sieden

erhitzt, alsdann verlief die Reaction ohne weiteres Erwärmen lebhaft zu Ende; zur Vollendung derselben wurde das Reactionsprodukt noch zwei bis drei Stunden lang siedend erhalten, dann abdestillirt, ausgewaschen, getrocknet und rectificirt.

Neben den normalen Butyltoluolen bilden sich in erheblicher Quantität complicirte über 300° siedende Kohlenwasserstoffe, die zur Zeit näher nicht untersucht wurden. Die erhaltenen Resultate lassen sich kurz darstellen: Alle drei normalen Butyltoluole

$$C_6H_4\langle\begin{matrix}(CH_2)_3 . CH_3\\ CH_3\end{matrix}$$

bilden farblose, angenehm riechende, stark lichtbrechende Flüssigkeiten; ihre Siedepuncte und specifischen Gewichte wie folgt:

	Sp.	F/d^t	d_4^t
o. butyltoluol	200 — 201°	0·87135(18·3°)	0·87023
m. „	197 — 198°	0·86354(18·4°)	0·86240
p. „	198 — 199°	0·8618(14·2°)	0·86132

Die mit Abbe'schem Refraktometer bestimmten Brechungsexponenten und die mittelst n^2 Formel berechneten Molekularrefractionen ergaben folgende Werthe:

	t.	n_D	$\frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{M}{d}$
o. butyltoluol	18·3°	1·49662	49·65
m. „	18·4°	1·49315	49·77
p. „	14·2°	1·4912	49·52

die Molekularrefractionen stimmen mit der theoretischen, unter Zugrundelegung der Conrady'schen Atomrefraktionen berechneten Zahl 49·448 befriedigend.

Zuletzt wurden Molekulargewichte der drei Butyltoluole mit Hilfe des neuen Landesberger'schen Verfahrens bestimmt; anstatt des theoretischen 148 sind gefunden für o. 144·8 m. 140 p. 142 (Lösungsmittel-Aethylaether) und die

Methode erschien wirklich als zum praktischen Gebrauche sehr geeignet und empfehlenswert.

Aus dem Vorstehenden kann man leicht ersehen, dass das von Kelbe und Baur[1]) in der Harzessenz gefundene p. Butyltoluol mit unbekannter Structur der Butylkette, dem normalen p. Butyltoluol nicht entspricht, und dass überhaupt der Siedepunkt des fraglichen Kohlenwasserstoffes zu niedrig erscheint.

---

49. — L. Bruner i St. Tołłoczko. **Przyczynki do dynamiki chemicznej. O szybkości tworzenia się estrów z chlorku benzoilowego i alkoholi tłuszczowych.** *(Über die Geschwindigkeit der Esterbildung aus Benzoylchlorid und aliphatischen Alkoholen.)*

Die Bildung, sowohl wie die Zersetzung der Ester ist schon Gegenstand zahlreicher dynamischer Untersuchungen gewesen. Diese Untersuchungen bezwecken einerseits die experimentelle Bestätigung der Gleichungen der chemischen Kinetik, anderseits — die Aufstellung allgemeiner stöchiometrischen Regelmässigkeiten, welche, ebenso wie z. B. die Koch- und Schmelzpunkte, die specifischen Gewichte etc. als charakteristische Constanten für verschiedene Reihen von Körper gelten können.

Die organischen Ester werden auf verschiedenen Wegen gebildet: man kann auf die Alkohole die organischen Saüren selbst, die Saüreanhydride, oder auch die Saürechloride einwirken lassen. Da diese letzte Reaction in dynamischer Hinsicht noch nicht untersucht worden ist, so haben wir in der vorliegenden Arbeit die Esterbildung als Alkoholen und einem Saürechlorid genauer verfolgt. Als Saürechlorid haben wir Benzoylchlorid gewählt, da er nicht zu schnell reagirt und leicht rein zu verschaffen ist. Benzoylchlorid wurde aus einem

[1]) B. d. d. ch. G. **16**. 2562.

Kahlbaumschen Präparat gewonnen durch mehrmalige Fractionierung: er destillierte glatt 196°—196·5°.

Benzoylchlorid lässt sich in wässeriger Lösung mit NaOH genau titrieren, wobei sich Natriumchlorid und benzoëaures Natrium bilden:

C_6H_5COCl abgewogen	cm.³ $^1/_{50}$ Na OH	C_6H_5COCl gefunden	Differenz
0·1295 gr.	92·54	0·1300 gr.	+0·0005
0·0847 „	60·15	0·0845 „	—0·0002

Mit Alkoholen reagiert Benzoylchlorid unter Bildung von Benzoesaüreester und Salzsaüre nach der Gleichung:

$$C_6H_5COCl + R.OH = C_6H_5CO\,OR + HCl$$

Wird ein genügender Überschuss von Alkohol angewendet, so verlaüft die Reaction, wie aus den Tabellen ersichtich ist, bis zum Ende, verhält sich also wie eine typische monomolekulare Reaction, die durch die allbekannte Formel

$$K = {}^1/t \log \frac{A}{A-x},$$

wo k — eine Constante, A die zur Zeit 0, $A-x$ die zur Zeit t vorhandene Concentration bedeuten, darstellbar sein soll.

Wir verfahren folgendermassen:

Das Benzoylchlorid wurde in zugeschmolzenen Kügelchen abgewogen und in 50 cm.³ des betreffenden Alkohols gebracht. Die zur Untersuchung bestimmten Alkohole sind durch CaO oder BaO sorgfältig entwässert worden und mehrmal fractioniert. Die Molecelzahl des Alkohols war durchschnittlich 100 mal grösser, als die Zahl der Molecel des Benzoylchlorids. Durch Zerschmettern des Kügelchens wurde die Reaction eingeleitet und nach bestimmten Zeitintervallen wurden je 5 cm.³ Flüssigkeit herauspipetiert und mit $^1/_{50}$ oder $^1/_{20}$ N. NaOH titriert. Als Indicator diente Phenolphtaleïn. Verdünnte NaOH Lösungen wirken auf Benzoesaüreester sehr langsam ein: als 0,1 gr. Benzoesaüreaethylester mit 0,5 cm.³ $^1/_{50}$ NaOH ver-

setzt und mit Phenolphtaleïn roth gefärbt worden ist, so verschwand die Färbung auch nicht nach anhaltendem Schütteln. Die Verseifung des gebildeten Esters bietet als kein Hinderniss bei Ausführung der Titration. Mehr Schwirigkeiten bereitet schon die Titration im Falle der höheren Alkohole, die im Wasser wenig löslich sind. Hier ist ein sorgfältiges Schütteln bei der Titration unentbehrlich, damit das Benzoylchlorid aus der alkoholischen Schicht in die wässerige gelange.

Die Versuchsanordnung bei 0^0 war etwa abgeändert, ebenso wie bei den Versuchen, die nur eine sehr kurze Zeit beanspruchen. Es wurden kleinere Kügelchen mit Benzoylchlorid gefüllt und in 10 $cm.^3$ des betreffenden Alkohols gebracht. Jede Mischung befand sich in einem besonderen Fläschchen mit Glasstöpsel, wo auch die Titration direct ausgeführt wurde.

Die Versuche sind hauptsächlich bei den Temperaturen 0^0 und 25^0 angestellt worden. Die Temperatur 0^0 wurde durch Eiskühlung, die von 25^0 mit Hilfe eines Ostwald'schen Thermostates constant erhalten. Die weiter unten stehenden Tafeln geben die Resultate unserer Beobachtungen wieder. Unter *a* ist die halbe Zahl der ccm. NaOH angegeben, die zur totalen Neutralisation des $C_6 H_5 COCl$ nothwendig sind. Der Titer alkoholischer Benzoylchloridlösungen ändert sich von $2a$ (in $t=0$) bis zur *a* (in $t=\infty$), denn nach vollendeter Reaction die Bensoesaüre verschwunden, und nur die Salzsaüre frei geblieben ist: *a* bedeutet also die ganze Quantität der Benzoesaüre, die zur Esterbildung beitragen kann. Unter *n* sind die $cm.^3$ NaOH angegeben, die zur Neutralisation der Lösung nach bestimmten Zeitintervallen verbraucht worden sind. Diese Zahl ist ja offenbar immer kleiner, als $2a$. Die Differenz $n-a$ bedeutet, wie leicht einzusehen, die in jedem Zeitintervall übrig bleibende Quantität der Benzoesaüre, die noch nicht verseift worden ist. Die Gleichung

$$k = \frac{1}{t} \log \frac{A}{A-x}$$

wird also hier zu

$$k = \frac{1}{t} \log \frac{a}{n-a}.$$

Die Werthe k sind nach dieser Formel in den Tafeln berechnet. t wie üblich bedeutet Zeit in Minuten; *gr.* — das Gewicht des Benzoylchlorids in der titrierten Lösung.

I. TAFEL.

Methylalkohol.

I. $T = 0^0$

$CH_3\,OH = {}^{50}/_{10} = 5\ cm^3$ $NaOH = {}^1/_{50}\ N.$

$C_6\,H_5\,COCl = \frac{0.5096}{10} = 0.05096$ gr.

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	$k = {}^1/t \log \frac{a}{n-a}$	k_2
0.05096	11	26.88	18.13	8.75	0.0288	0.0054
„	16	26.19	„	8.06	0.0220	0.0043
„	21	25·64	„	7.51	0.0182	0.0037
„	35	22.97	„	4.84	0.0135	0.0044
„	60	20.75	„	2.62	0.0140	0.0055
„	90	19.95	„	1.82	0.0111	0.0055

II. $T = 0^0$

$CH_3OH = {}^{50}/_{10} = 5\ cm.^3$ $NaOH = {}^1/_{50}\ N.$

$C_6\,H_5\,COCl = \frac{0.6529}{10} = 0.06529$

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	k	k_2
0.06529	10	35.55	23.23	12.32	0.0275	0.0038
„	15	34.30	„	11.07	0.0214	0.0032
„	20	33.10	„	9.97	0.0184	0.0029
„	30	31.05	„	7.82	0.0157	0.0029
„	45	28.50	„	5.27	0.0143	0.0034
„	60	27.60	„	4.37	0.0121	0.0032
„	90	24.95	„	1.72	0.0125	0.0061
„	120	24.40	„	1.17	0.0108	0.0068
„	180	24.00	„	0.77	0.0082	0.0070

$T = 0^{\circ}$ III.

CH_3 OH — je 10 cm.³ NaOH = 1/50 N.

0.0480	15	19.90	17.61	2.29	0.0591(?)	0.0253(?)
0.0760	30	35.20	27.04	8.16	0.0173	0.0028
0.0757	60	31.55	26.94	4.61	0.0128	0.0030
0.1921	90	74.90	68.20	6.70	0.0112	0.0015
[1]) 0.2492	120	92.25	88.68	3.57	0.0115	0.0023

II. TAFEL.

Methylalkohol.

$T = 20^{0}$ I.

CH_3 OH = 50/10 = 5 cm.³ NaOH = 1/50 N.

$$C_6\,H_5\,COCl = \frac{0.3449}{10} = 0.03449 \text{ gr.}$$

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*	k_2
0.03449	2	16.27	12.27	4.00	0.2434	0.084
"	3	15.44	"	3.17	0.1959	0.078
"	5	14.51	"	2.24	0.1477	0.073
"	10	13.51	"	1.24	0.0995	0.072

$$C_6\,H_5\,COCl = \frac{0.3014}{10} = 0.03014 \text{ gr.}$$ II.

0.03014	10	11.74	10.73	1.01	0.1026
"	15	11.30	"	0.57	0.0849
"	20	11.09	"	0.36	0.0737
"	30	10.94	"	0.21	0.0569

[1]) Dieses Kügelchen wurde in 20 cm.³ CH_3 OH gebracht und mit 1/10 N. NaOH titriert. Die Zahlen in der Tafel sind auf 1/50 N. NaOH umgerechnet.

III. TAFEL.

Methylalkohol.

$T = 25^0$

$CH_3\ OH = {}^{50}/_{10} = 5\ cm.^3$ $NaOH = {}^{1}/_{50}\ N.$

$C_6\ H_5\ COCl = \frac{0.7846}{10} = 0.07846\ gr.$

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*	k_2
0.07846	2	34.45	27.92	6.53	0.3155	0.059
„	3	33.80	„	5.88	0.2255	0.043
„	4	32.10	„	4.18	0.2061	0.051
„	5	30.65	„	2.73	0.2018	0.066
„	6	30.35	„	2.43	0.1767	0.062
„	8	29.80	„	1.88	0.1464	0.062
„	10	29.35	„	1.43	0.1290	0.066
„	12·5	29.25	„	1.33	0.1058	0.057
„	15	28.80	„	0.88	6.1001	0.073

IV. TAFEL.

Aethylalkohol.

I. $T = 0^0.$

$C_2\ H_5\ OH = {}^{50}/_{10} = 5\ cm.^3$ $NaOH = {}^{1}/_{50}\ N.$

$C_6\ H_5\ COCl = \frac{0.5387}{10} = 0.05387\ gr.$

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*	k_2
0.05387	15	32.45	19.17	13.28	0.01060	0.00154
„	30	31.80	„	12.63	0.00604	0.00088
„	65	29.55	„	10.38	0.00410	0.00068
„	90	28.10	„	8.93	0.00368	0.00067
„	120	26.47	„	7.30	0.00349	0.00069
„	165	24.90	„	5.73	0.00318	0.00074

T = 0° II.

$C_2 H_5 OH = {}^{50}/_{10} = 5$ cm.³ NaOH = $^1/_{50}$ N.

$C_6 H_5 COCl = \frac{0.5859}{10} = 0.05859$ gr.

0.05859	20.5	35.40	20.85	14.55	0.00762	0.00101
„	40.5	33.80	„	12.95	0.00510	0.00070
„	60	33.45	„	12.60	0.00364	0.00052
„	95	29.75	„	8.90	0.00284	0.00067
„	135	28.35	„	7.50	0.00329	0.00064
„	170	27.20	„	6.35	0.00304	0.00063
„	185	26.75	„	5.90	0.00296	0.00064

T = 0° III.

$C_2 H_5 OH$ — je 10 cm.³ NaOH = $^1/_{50}$ N.

0.0625	45	32.90	22.24	10.66	0.00709	0.00110
0.0744	60	40.60	26.48	14.12	0.00455	0.00055
0.0832	75	45.60	29.61	15.99	0.00357	0.00038
0.0835	90	43.85	29.65	14.20	0.00355	0.00041
0.1520	160	68.40	54.09	14.30	0.00361	0.00032
0.0939	200	38.25	33.42	4.88	0.00418	0.00087
0.2180	240	89.50	77.58	12.17	0.00335	0.00029

V. TAFEL.

Aethylalkohol.

T = 25°

$C_2 H_5 OH = {}^{50}/_{10} = 5$ cm.³ NaOH = $^1/_{50}$ N.

$C_6 H_5 COCl = \frac{0.8887}{10} = 0.08887$ gr.

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*	k_2
0.08887	15	40.95	31.62	9.33	0.0353	0.0050
„	30	36.45	„	4.83	0.0273	0.0058
„	45	35.80	„	4.18	0.0195	0.0046
„	60	35.45	„	3.83	0.0153	0.0038
„	75	35.30	„	3.68	0.0124	0.0032
„	90	34.90	„	3.28	0.0109	0.0030

VI. TAFEL.

Propylalkohol.

$T = 0^0$

$C_3 H_7 OH$ je 10 cm.³ NaOH = $^1/_{50}$ N.

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*	k_2
0.0911	30	49.35	32.42	16.93	0.00940	0.00094
0.1133	60	64.70	40.32	24.38	0.00364	0.00027
0.1198	120	66.05	42.63	23.42	0.00219	0.00016
0.1206	180	66.30	42.92	23.38	0.00146	0.00011
0.1265	240	65.60	45.02	20.58	0.00141	0.00011
0.1483	300	73·45	52.77	20.68	0.00133	0.000098
0.1667	360	80.10	59.32	20.78	0.00127	0.000087

VII. TAFEL.

Propylalkohol.

$T = 25^0$

$C_3 H_7 OH = {}^{50}/_{10} = 5$ cm.³ NaOH = $^1/_{50}$ N.

$$C_6 H_5 COCl = \frac{0.6903}{10} = 0.06903 \text{ gr.}$$

0.06903	20	35.05	24.56	10.49	0.0185	0.0027
„	35	31.00	„	6·44	0.0166	0.0033
„	50	29.35	„	4.79	0.0142	0.0034
„	65	27.20	„	2.64	0.0149	0.0052
„	80	26.50	„	1.94	0.0138	0.0059
„	95	25.75	„	1.19	0.0138	0.0084
„	110	25.45	„	0.89	0.0131	0.0098

VIII. TAFEL.

Isobutylalkohol.

T = 0°

$C_4 H_9 OH$ — je 10 cm.³ NaOH = 1/50 N.

0.0930	31	52.17	33.10	19.07	0.00772	0.000715
0.1010	60	60.00	35.94	24.06	0.00290	0.000230
0·1115	120	65.10	39.68	25.42	0.00161	0.000117
0.1249	180	67.98	44.45	23.53	0.00153	0.000111
0.1366	240	72.61	48.61	24.00	0.00128	0.000088
0.1493	300	77.66	53.14	24.52	0.00112	0.000073
0.1566	390	80.96	55.73	25.23	0.00088	0.000056
0.2075	480	101.00	73.84	27.16	0.00090	0.000049

IX. TAFEL.

Isobutyalkohol.

T = 25°

$C_4 H_9 OH$ = 50/10 = 5 cm.³ NaOH = 1/50 N.

$$C_6 H_5 COCl = \frac{0.8800}{10} = 0.0880 \text{ gr.}$$

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*	k_2
0.0880	15	50.26	31.32	18.94	0.01456	0.00139
„	30	44.96	„	13.64	0.01203	0.00138
„	60	39.65	„	8.33	0.00958	0.00147
„	90	36.77	„	5.45	0.00844	0.00169
„	120	35.28	„	3.96	0.00740	0.00186
„	150	34.20	„	2.88	0.00691	0.00202
„	180	33.78	„	2.46	0.00614	0.00208
„	240	33.58	„	2·26	0.00475	0.00171

X. TAFEL.

Isoamylalkohol (S. p. = 132°).

T = 0

$C_5\ H_{11}\ OH$ je 10 cm.^{3} — NaOH = $^1/_{20}$ N

0.0978	30	21.65	13.92	7.73	0.00818	0.00192
0.1111	60	23.75	15.81	7.94	0.00498	0.00104
0.1132	120	22.70	16.11	6.59	0.00324	0.00076
0.3096	210	60.05	44.07	16.00	0.00296	0.00019
0.0815	300	15.95	11.60	4.35	0.00142	0.00048
0.1650	420	29.50	23.49	6.01	0.00141	0.00029
0.1934	505	33.25	27.53	5.72	0.00135	0.00027

XI. TAFEL.

Isoamylalkohol.

T = 25°

$C_5\ H_{11}\ OH = {}^{50}/_{10} = 5$ cm.^{3} — NaOH = $^1/_{20}$ N.

$C_6\ H_5\ COCl = \frac{0.7685}{10} = 0.07685$ gr. (in den zwei letzten Beobachtungen = $^1/_{50}$N)

0.07685	15	16.40	10.94	5.46	0.0201	0.00611
„	30	14.90	„	3.96	0.0147	0.00536
„	60	12.95	„	2.01	0·0123	0.00676
„	90	12.40	„	1.46	0.0097	0.00658
„	120	12.10	„	1.16	0.0081	0.00642
„	150	11.70	„	0.76	0.0077	0.00816
„	180	29.90	27.34	2.56	0.0057	0.00494
„	240	29.30	„	1.96	0.0048	0.00485

XII. TAFEL.

Caprylalkohol (S. p. = 175.1°)

T = 25°

$C_7H_{15}OH$ je 10 cm.³ NaOH = $^1/_{20}$ N.

gr.	*t*	*n*	*a*	*n—a*	*k*
0.0908	60	25.18	12.92	12.26	0.00037
0.1334	120	35.72	18.99	16.73	0.00046
0.1456	180	37.61	20.72	16.89	0.00049
0.3394	300	81.89	48.31	33.58	0.00052
0.3553	420	79.80	50.57	29.23	0.00056
0.1280	530	27.46	18.22	9.24	0.00055
0.0896	1400	15.53	12.75	2·78	0.00047
0.2758	1580	46.77	39.26	7.51	0.00045

Aus den mitgetheilten Tafeln geht hervor, dass der Geschwindigkeitscoëfficient keineswegs constant bleibt, sondern stetig abnimt. Die Reaction gehorcht also nicht dem einfachen Gesetze für monomoleculare Umsetzungen. Dies sonderbare Verhalten bei der Esterbildung wurde schon gelegentlich durch E. Petersen [1], und in ausführlicherer Weise durch H. Goldschmidt [2]) beobachtet. H. Goldschmidt studierte die Aethylesterbildung in alkoholischen Lösungen der Trichleressigsaüre; auch in diesem Falle die Reaction folgt dem monomolecularen Gesetze nicht. Ich gebe hier eine seiner Tafeln wieder.

Normalität der Trichloressigsaüre = 0.2412 norm.

a = 12.06 cm.³ NaOH pro 5 cm.³ Lösung

t (Stunden) $a-x$ $k = \frac{1}{t} \log \frac{a}{a-x}$ $k_2 = \frac{1}{t} \frac{x}{a(a-x)}$

[1]) Zeitschrift f. phys. Chemie 16. 385.
[2]) Berliner Berichte XXIX. 2210.

47.8	11.8	0.000685	0.00676
118	10.24	0.000601	0.00626
191	9.24	0.000605	0.00663
291	8.30	0 000557	0.00648
407.5	7.50	0.000506	0.00618
554	6.58	0.000475	0.00622
672	6.07	0.000444	0.00605

Normalität der Saüre = 0.7614 norm.
a = 38.07 cm.^{3} NaOH pro 5 cm.^{3} Lös.

19	34.39	0.00232	0.00739
43.4	30.81	0.00212	0.00713
67.4	27.93	0.00200	0.00704
115.0	23.76	0.00178	0.00688
186.6	20.18	0.00148	0.00624
236.0	18.24	0.00136	0.00605
336	15.80	0.00114	0.00552
432.5	14.26	0.00097	0.00485

Um diese Unregelmässigkeit erklären zu können, greift H. Goldschmidt zu der Annahme einer Autokatalyse, unter dem Einflusse der H—ionen, die aus Trichloressigsaüre selbst stammen. Er gelangt dadurch zu einer Formel, wie solche für bimoleculare Reactionen angewendet wird, und findet, dass die Uebereinstimmung der Constanten in diesem Falle viel besser zu erziehlen ist. Obgleich bei Benzoylchlorid, das kein Elektrolyt ist, eine Autokatalyse unwahrscheinlich scheint, haben wir jedoch die Resultate auch nach der bimolecularen Formel

$$k_2 = \frac{1}{t} \frac{x}{a\,(a-x)} = \frac{1}{t} \frac{a-(n-a)}{a\,(n-a)} = \frac{1}{t} \frac{2a-n}{a\,(n-a)}$$

umgerechnet und in die Tafeln unter k_2 gebracht. In einigen Fällen ist in der That die Uebereinstimmung eine bessere geworden, in anderen dagegen ist sie viel schlechter; die Abweichungen

können keineswegs in Versuchsfehlern zu suchen sein, da die Beobachtungen einfache Titrationen sind und untereinander gut stimmen. Auch bei den Versuchen von H. Goldschmidt ist die „bimoleculare Constante“ viel veränderlicher, als es bei den dynamischen Untersuchungen sein pflegt, und hat auch eine ausgeprägte Neigung zum Fallen. Dass die directe Esterbidung auch im Ueberschuss von Alkohol nach bimolecularem Gesetze stattfindet scheint uns weder durch die Versuche von Goldschmidt, noch durch die unserigen nachgewiesen. Auch ist die monomoleculare Geschwindigkeitsconstante k von der Concentration unabhängig, was unmöglich sein könnte, falls die Reaction zu den bimolecularen gezählt werden sollte.

Versuche über einen zu vermuthenden katalytischen Einfluss des sich bildenden Benzoeesters oder der Salzsaüre, ergaben ein negatives Resultat. Auch bei Anwendung eines grossen Ueberschusses HCl, bleibt der Geschwindigkeitsconstante ihr früherer Werth erhalten und auch in diesem Falle ist das Sinken der Constante unverkennbar.

Die directe Esterbildung ist also keineswegs eine so einfache Reaction, wie man nach der einfachen Reactionsgleichung zu vermuthen hätte. Sie muss von Nebenreactionen begleitet werden, die den Verlauf complicierter, als nach dem monomolecularem Gesetze sein sollte, gestalten.

In stöchiometrischer Hinsicht ist es zu bemerken, dass die Geschwindigkeitsconstanten mit steigendem Moleculargewichte des Alkohols in üblicher und bekannter Weise stark abnehmen.

---

50. — H. Hoyer. **O budowie i podziale komórek mięśnia sercowego.** ***(Über die Structur und Kernteilung der Herzmuscelzellen).*** Vorläufige Mitteilung.

Im Jahre 1891 fand Solger im Myocard junger Schweine „Reihen von 6, 8—12 Kernen, die parallel dem Längsdurchmesser der Muscelprimitivcylinder und ziemlich genau in der

Achse derselben verlaufen und hier innerhalb eines centralen langgestreckten Hohlraumes liegen". Da er eine mitotische Theilung dieser Kerne nicht beobachtet hat, so vermuthet er, dass hier eine Vermehrung der Kerne durch Amitose statt findet.

Wie sich Verf. überzeugt hat, ist die Vermuthung Solger's durchaus unbegründet. Im Myocard von Kälbern, die im ersten Jahre stehen, lassen sich bei reiner Kernfärbung mittelst Thionin ziemlich zahlreiche Mitosen in den Muscelzellen wahrnehmen, sofern nur das Myocard in lebenswarmem Zustande fixiert wurde. In nicht ganz frischem Materiale sind nur ganz vereinzelte und dann meist sehr verunstaltete mitotische Figuren zu finden, wohl aber treten in demselben die von Solger beschriebenen Kernreihen deutlich zu Tage, welche Verf. im Gegensatz zu Solger als Ausdruck der abgelaufenen indirecten Kerntheilungen auffasst. Es wäre auch nicht erklärlich, warum die Zellvermehrung, die bei Embryonen noch kurz vor der Geburt durch indirecte Theilung vor sich geht (Mac Callum), nach der Geburt in den directen Theilungsprocess umschlagen sollte.

Im Übrigen stimmen die Angaben Solger's mit den Befunden des Verf.'s ziemlich überein. Beim Kalbe stellen sich die Herzmuscelzellen als lange faserartige Zellen dar, deren Aussenschicht von bereits differenzierten quergestreiften Muscelfibrillen gebildet wird, während die Achse der Fasern von netzförmigem Protoplasma eingenommen wird, in welchem in gewissen Abständen von einander längsovale Kerne aufgereiht sind. Da eine Segmentierung der Fasern in einzelne Zellterritorien in diesem Entwickelungsstadium noch nicht eingetreten ist, so muss man dieselben als Syncytien von Zellen auffassen. Erst bei ausgewachsenen Thieren erscheinen die Fasern durch quere Trennungslinien aus einzelnen Zellen zusammengesetzt, jedoch bei weitem nicht so deutlich wie beim Menschen. Seitlich gehen von den syncytiellen Zellen unter spitzen Winkeln Anastomosen ab, welche in entsprechende

Fortsätze des Nachbarsyncytiums oder in dieses selbst ohne eine sichtbare Trennungslinie übergehen.

An den ruhenden Kernen des protoplasmatischen Achsenfadens glaubt Verf. unter gewissen günstigen Umständen ein Centrosoma oder Diplosoma gesehen zu haben. Der Nachweis desselben ist deshalb so schwierig, weil sich bei der Eisen-Haematoxylinmethode die Muscelfibrillen entweder in toto oder unter dem Bilde feiner Perlschnüre mitfärben. Ist nun eine derartige Perlschnur angeschnitten, so täuschen die einzelnen Perlen als feine Pünctchen leicht die Centralkörper vor. Nichtsdestoweniger lässt sich bei der Untersuchung von zahlreichen Kernen eine gewisse Constanz in dem Auftreten und der Lage eines sich schwarz färbenden sehr feinen Punctes in der Nähe des Kerns nachweisen, und zwar am Ende seiner Längsseite dort, wo die Krümmung des Ovals stärker wird. Zuweilen erscheint um den Punct ein Hof in Form einer Sphäre. Hinsichtlich der sicheren Entscheidung, ob es sich im vorliegenden Falle um Centralkörper handelt, muss Verf. auf seine diesbezügliche ausführliche Arbeit verweisen, vielleicht erweisen sich anderes Material und andere Fixierungsmethoden günstiger dafür.

Wie bei der Mitose in anderen Gewebszellen durchläuft der Kern des Herzmuscels die typischen Stadien. Auffallend ist nur, dass im Stadium des Muttersterns die die Pole verbindende Achse derjenigen der syncytiellen Zelle nicht parallel verläuft, sondern die letztere stets unter einem spitzen Winkel schneidet. Erst in der Metaphase fallen beide Achsen zusammen. Die Anwesenheit von deutlichen Polkörpern sowie ihre Lage deuten ebenfalls darauf hin, dass die Centralkörper am ruhenden Kern bereits existieren und jene seitliche Lage am Ende desselben einnehmen. Ferner ist noch bemerkenswert und für cytomechanische Studien wichtig der Umstand, dass bald nach Ablauf einer Mitose die neuen Tochterkerne nach einem nur kurzen Ruhestadium alsbald eine neue Theilung gleichzeitig eingehen. Man trifft daher im allgemeinen nur selten eine einzelne karyokinetische Figur in einem Syncytium, sondern mei-

stens deren zwei auf dem gleichen Entwickelungsstadium durch einen kleinen Zwischenraum getrennt. Dabei kreuzen im Stadium des Muttersterns die Spindelachsen der beiden Figuren nicht nur die Achse des Syncytiums sondern sie würden auch verlängert sich unter einander schneiden. Nach Abschluss dieser Doppeltheilungen sieht man auch in einzelnen Syncytien vielfach die Kerne paarweise in der Reihe angeordnet von gleicher Grösse und gleicher Färbung. In den Purkinje'schen Zellen hat Verf. niemals eine Mitose wahrgenommen; dieselben scheinen unter ungünstigeren Ernährungsbedingungen zu stehen als die übrigen Zellen, da um dieselben und zwischen ihnen nur selten sich Blutcapillaren nachweisen lassen.



Nakładem Akademii Umiejętności
pod redakcyą Sekretarza generalnego Stanisława Smolki.

Kraków, 1899. — Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, pod zarządem J. Filipowskiego.

9 Grudnia 1899.

PUBLICATIONEN DER AKADEMIE
1873—1898.

Buchhandlung der polnischen Verlagsgesellschaft
in Krakau.

Philologische und historisch-philosophische Classe.

»Pamiętnik Wydziału filolog. i hist.-filozof.« *(Denkschriften der philologischen und historisch-philosophischen Classe)*, 4-to, Bd. II—VIII (38 Taf. Bd. I. vergriffen) — 30 fl.

»Rozprawy i sprawozdania z posiedzeń Wydziału filolog.« *(Sitzungsberichte und Abhandlungen der philologischen Classe)*, 8-vo, Bd. II — XXVII (7 T. Bd. I. vergriffen) — 89 fl.

»Rozprawy i sprawozdania z posiedzeń Wydziału historyczno-filozoficznego.« *(Sitzungsberichte und Abhandlungen der historisch-philosophischen Classe)*, 8-vo. Bd. III—XIII, XV—XXXVI (61 Tafeln, Bd. I. II. XIV. vergriffen). — 98 fl.

»Sprawozdania komisyi do badania historyi sztuki w Polsce.« *(Berichte der kunsthistorischen Commission)*, 4-to, 5 Bde u. 1—3 Hefte des VI Bd. (114 Tfl., 713 Holzschn.) — 35 fl. 50 kr.

»Sprawozdania komisyi językowej.« *(Berichte der sprachwissenschaftlichen Commission)*, 8-vo, 5 Bände. — 13 fl. 50 kr.

» Archiwum do dziejów literatury i oświaty w Polsce.« *(Archiv für polnische Literaturgeschichte)*, 8-vo, 9 Bände. — 25 fl. 50 kr.

Corpus antiquissimorum poëtarum Poloniae latinorum usque ad Ioannem Cochanovium, 8-vo, 3 Bände.

Vol. II, Pauli Crosnensis atque Joannis Visliciensis carmina, ed. B. Kruczkiewicz. 2 fl. — Vol. III. Andreae Cricii carmina ed. C. Morawski. 3 fl. — Vol. IV. Nicolai Hussoviani Carmina, ed. J. Pelczar. 1 fl. 50 kr.

»Biblioteka pisarzów polskich.« *(Bibliothek der polnischen Schriftsteller XVI u. XVII Jh.)* 8-o, 35 Lieferungen. — 21 fl. 40 kr.

Monumenta medii aevi historica res gestas Poloniae illustrantia, gr. 8-vo, 15 Bände. — 81 fl.

Vol. I, VIII, Cod. dipl. eccl. cathedr. Cracov. ed. Piekosiński. 10 fl. — Vol, II, XII et XIV. Cod. epistol. saec. XV ed. A. Sokołowski et J. Szujski; A. Lewicki 16 fl. — Vol. III, IX, X, Cod. dipl. Minoris Poloniae, ed. Piekosiński. 15 fl. — Vol. IV, Libri antiquissimi civitatis Cracov. ed. Piekosiński et Szujski. 5 fl. — Vol. V, VII. Cod. diplom. civitatis Cracov. ed. Piekosiński. 10 fl. — Vol. VI, Cod. diplom. Vitoldi ed. Prochaska. 10 fl. — Vol. XI, Index actorum saec. XV ad res publ. Poloniae spect. ed. Lewicki. 5 fl.—Vol. XIII, Acta capitulorum (1408—1530) ed. B. Ulanowski, 5 fl.— Vol. XV, Rationes curiae Vladislai Jagellonis et Hedvigis, ed. Piekosiński. 5 fl.

Scriptores rerum Polonicarum, 8-vo, 11 Bände. (I—IV, VI—VIII, X. XI, XV, XVI.) — 37 fl.

Vol. I, Diaria Comitiorum Poloniae 1548, 1553, 1570. ed. Szujski. 3 fl. — Vol. II, Chronicorum Bernardi Vapovii pars posterior ed. Szujski. 3 fl. — Vol. III. Stephani Medeksza commentarii 1654—1668 ed. Seredyński: 3 fl. — Vol. VII, X, XIV, Annales Domus professae S. J. Cracoviensis ed. Chotkowski. 7 fl. — Vol. XI, Diaria Comitiorum R. Polon. 1587 ed. A. Sokołowski. 2 fl. — Vol. XV. Analecta Romana, ed. J. Korzeniowski 7 fl. — Vol. XVI. Stanislai Temberski Annales 1647—1656, ed. V. Czermak. 3 fl.

Collectanea ex archivo Collegii historici, 8-vo, 8 Bde.— 24 fl.

Acta historica res gestas Poloniae illustrantia, gr. 8-vo, 15 Bände. — 78 fl.

Vol. I, Andr. Zebrzydowski, episcopi Vladisl. et Cracov. epistolae ed. Wisłocki 1546—1553. 5 fl. — Vol. II, (pars 1. et 2.) Acta Joannis Sobieski 1629—1674, ed. Kluczycki. 10 fl. — Vol. III, V, VII, Acta Regis Joannis III (ex archivo Ministerii rerum

exterarum Gallici) 1674 — 1683 ed. Waliszewski. 15 fl. — Vol. IV, IX, (pars 1. et 2.) Card. Stanislai Hosii epistolae 1525 — 1558 ed. Zakrzewski et Hipler. 15 fl. — Vol. VI, Acta Regis Ioannis III ad res expeditionis Vindobonensis a. 1683 illustrandas ed. Kluczycki. 5 fl. — Vol. VIII (pars 1. et 2.), XII (pars 1 et 2), Leges, privilegia et statuta civitatis Cracoviensis 1507 — 1795 ed. Piekosiński. 20 fl. — Vol. X, Lauda conventuum particularium terrae Dobrinensis ed. Kluczycki. 5 fl. — Vol. XI, Acta Stephani Regis 1576—1586 ed. Polkowski. 3 fl.

Monumenta Poloniae historica, gr. 8-vo, Bd. III — VI. — 51 fl.

Acta rectoralia almae universitatis Studii Cracoviensis inde ab anno MCCCCLXIX, ed. W. Wisłocki. T. I. 8-vo. — 7 fl. 50 kr.

»Starodawne prawa polskiego pomniki.« *(Alte Rechtsdenkmäler Polens)*, 4-to, Bd. II—X. — 36 fl.

Vol. II, Libri iudic. terrae Cracov. saec. XV, ed. Helcel. 6 fl. — Vol. III, Correctura statutorum et consuetudinum regni Poloniae a. 1532, ed. Bobrzyński. 3 fl.— Vol. IV, Statuta synodalia saec. XIV et XV, ed. Heyzmann. 3 fl. — Vol. V, Monumenta literar. rerum publicarum saec. XV, ed. Bobrzyński. 3 fl. — Vol. VI, Decreta in iudiciis regalibus a. 1507—1531 ed. Bobrzyński. 3 fl. — Vol. VII Acta expedition. bellic. ed. Bobrzyński, Inscriptiones clenodiales ed. Ulanowski. 6 fl. — Vol. VIII, Antiquissimi libri iudiciales terrae Cracov. 1374 — 1400 ed. Ulanowski. 8 fl. — Vol. IX. Acta iudicii feodalis superioris in castro Golesz 1405—1546. Acta iudicii criminalis Muszynensis 1647—1765. 3 fl. — Vol. X, p. 1. Libri formularum saec. XV ed. Ulanowski. 1 fl.

Volumina Legum. T. IX. 8-vo, 1889. — 4 fl.

Mathematisch-naturwissenschaftliche Classe.

»Pamiętnik.« *(Denkschriften)*, 4-to. 17 Bände (II—XVIII 178 Tafeln, Band I vergriffen). — 85 fl.

»Rozprawy i Sprawozdania z posiedzeń.« *(Sitzungsberichte und Abhandlungen)*, 8-vo, 33 Bände (241 Tafeln). — 136 fl. 50 kr.

»Sprawozdania komisyi fizyograficznej.« *(Berichte der physiographischen Commission)*, 8-vo, 29 Bände: III. VI. — XXXIII. Band I. II. IV. V vergriffen. (59 Tafeln). — 117 fl. 25 kr.

»Atlas geologiczny Galicyi,« (*Geologischer Atlas von Galizien*) fol. bisher 7 Hefte, 35 Tafeln. — 29 fl.

»Zbiór wiadomości do antropologii krajowej.« *(Berichte der anthropologischen Commission)*, 8-vo, 18 Bände (II—XVIII., Band I vergriffen, 100 Tafeln). — 62 fl. 50 kr.

»Materyały antropologiczno-archeologiczne i etnograficzne.« (*Anthropologisch-archeologische und ethnographische Materialien*), in 8-vo, Bände I—III (25 Tafeln, 10 Karten und 60 Holzschn.). — 10 fl.

Świętek J., »Lud nadrabski, od Gdowa po Bochnią.« (*Ueber die Bevölkerung der an der Raba gelegenen Gegenden*), 8-vo, 1894. — 4 fl. **Górski K.**, »Historya piechoty polskiej« (*Geschichte der polnischen Infanterie)*, 8-vo, 1893. — 2 fl. 60 kr. — »Historya jazdy polskiej« *(Geschichte der polnischen Cavallerie*) 8-vo, 1894. — 3 fl. 50 kr. **Balzer O.**, »Genealogia Piastów.« (*Genealogie der Piasten*), in 4-to, 1896. — 10 fl. **Finkel L.**, »Bibliografia historyi polskiej.« (*Bibliographie zur Geschichte Polens*), in 8-vo, B. I u. II Heft 1—2, 1891—6. — 7 fl. 80 kr. **Dickstein S.**, »Hoëne Wroński, jego życie i dzieła.« (*Hoëne Wroński, sein Leben und seine Werke*), lex. 8-vo, 1896. — 4 fl. **Federowski M.** »Lud białoruski.« (*Dei Weissruthenen*), in 8-vo, 1897. — 3 fl. 50 kr.

»Rocznik Akademii.« *(Almanach der Akademie)*, 1874 — 1898, 25 Bde. (1873 vergriffen) — 15 fl.

»Pamiętnik piętnastoletniej działalności Akademii.« *(Gedenkbuch der Thätigkeit der Akademie 1873—1888)*, 8-vo, 1889. — 2 fl.